

# Estudo da Sensibilidade do Detector de Neutrinos do Projeto ANGRA aos Efeitos da Queima do Combustível Nuclear

POR

Thiago Junqueira de Castro Bezerra

Orientador: Prof. Dr. Ernesto Kemp

Dissertação de Mestrado  
Instituto de Física “Gleb Wataghin”  
Universidade Estadual de Campinas

*Este exemplar corresponde à redação final da dissertação de Mestrado defendida pelo aluno Thiago Junqueira de Castro Bezerra e aprovada pela comissão julgadora*

*10/IX/2009*

Setembro de 2009



**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

B469e Bezerra, Thiago Junqueira de Castro  
Estudo da sensibilidade do detector de neutrinos do Projeto  
ANGRA aos efeitos da queima de combustível nuclear / Thiago  
Junqueira de Castro Bezerra. -- Campinas, SP : [s.n.], 2009.

Orientador: Ernesto Kemp.  
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas,  
Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Projeto Neutrinos Angra. 2. Neutrinos de reatores nucleares.  
3. Combustíveis nucleares. 4. Testes de Chi2. 5. Testes de  
Kolmogorov-Smirnov. I. Kemp, Ernesto. II. Universidade Estadual  
de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

- **Título em inglês:** Study of the sensitivity of the neutrino's detector of the Angra Project to the effects of the nuclear fuel burn-up
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
  1. Neutrinos Angra Project
  2. Nuclear reactor's neutrinos
  3. Nuclear fuels
  4. Chi2 tests
  5. Kolmogorov-Smirnov tests
- **Área de Concentração:** Física das Partículas Elementares e Campos
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**

Prof. Ernesto Kemp  
Prof. Pedro Cunha de Holanda  
Prof. João Carlos Costa dos Anjos
- **Data da Defesa:** 11/09/2009
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física

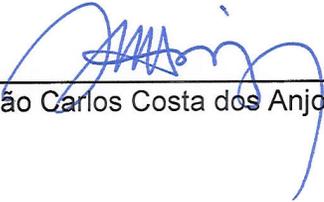
MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE THIAGO JUNQUEIRA DE CASTRO BEZERRA – RA 027329 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 11 / 09 / 2009.

COMISSÃO JULGADORA:



---

Prof. Dr. Ernesto Kemp - Orientador do Candidato  
DRCC/IFGW/UNICAMP



---

Prof. Dr. João Carlos Costa dos Anjos – CBPF



---

Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda - DRCC/IFGW/UNICAMP

# Agradecimentos

É praticamente impossível, atualmente, fazer um trabalho totalmente sozinho, sem nenhum tipo de ajuda ou influências externas. Desta forma, neste espaço quero agradecer a todos que, de alguma forma, contribuíram na junção dos diversos fatores aleatórios e, muitas vezes, sem correlação que resultaram neste trabalho.

Primeiramente gostaria de agradecer ao professor Ernesto Kemp, pela oportunidade oferecida para realização do trabalho, pela paciência que nem sempre era necessária, pela prontidão em sempre ajudar e pela grande amizade construída.

Um agradecimento especial vai para Marcela F. Kurozawa, pelo amor, carinho, compreensão, motivação e toda ajuda prestada nos momentos mais difíceis. Mas, principalmente por acreditar quando nem mesmo eu conseguia, dando sempre a força necessária.

A toda minha família, meus pais Ronaldo e Ihana, e meu irmão Fausto, que, por mais que eu sabia que não entendem o por que de eu ter escolhido um caminho diferente, sei que sempre vão me apoiar e que nunca me questionaram ou me forçaram a fazer outras coisas.

A todos os amigos do laboratório de Léptons, que sempre me ajudaram, seja em conversas sobre os mistérios do universo, ou na simples dúvida de como implementar certas classes ou funções do ROOT, tornando o trabalho menos árduo e mais divertido.

Aos moradores e ex-moradores da República Vamo Vê, que nestes quatro anos me proporcionaram as mais impensáveis insanidades e em cujo convívio muito aprendi e pude crescer, compreendendo as diferenças e tentando aceitar os mais bizarros comportamentos.

Finalmente, agradeço à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, FAPESP, pelo suporte financeiro concedido.

## **Resumo**

Reatores nucleares constituem uma profusa fonte de antineutrinos, cujo espectro é determinado pelos decaimentos beta dos isótopos radioativos presentes no combustível nuclear. À medida que o combustível é consumido, sua composição isotópica é alterada, com reflexos diretos no espectro de antineutrinos. Desta forma, investigamos neste trabalho a viabilidade de um detector de neutrinos monitorar o reator de uma usina nuclear, sabendo seu estado de atividade. Também investigamos a evolução temporal da resposta do detector à queima gradual do combustível nuclear. Assim, determinamos o tempo necessário de coleta de dados para identificarmos que o combustível nuclear evoluiu para outra composição, para vários níveis de confiança, com relação ao início de operação da usina. Estes resultados fazem da detecção de antineutrinos de reatores nucleares uma ferramenta adicional para a verificação de salvaguardas nucleares.

## **Abstract**

Nuclear reactors are a profuse neutrino source, which spectrum is determined by the beta decay of the fissile isotopes in the nuclear fuel. While the fuel is consumed, the isotopic composition changes, resulting in trends on the neutrino spectrum. So, we investigated in this work the viability of monitoring a reactor of a nuclear power plant with a neutrino detector, knowing its state of activity. We also investigated the temporal evolution of the response time of the detector in function of the gradual burn of the fuel. Therefore, with some confidence levels, we determined the needed time of data taking to identify fuel changes, in a PWR power plant, related to the beginning of operation. Consequently, these results make the detection of antineutrinos of nuclear reactors an additional method to nuclear safeguards.

|           |  |           |
|-----------|--|-----------|
| <b>1.</b> | <b>Introdução.....</b>   | <b>1</b>  |
|           | Referências.....   | 8         |
| <b>2.</b> | <b>O Neutrino.....</b>   | <b>9</b>  |
|           | Referências.....   | 13        |
| <b>3.</b> | <b>Neutrinos de Reatores Nucleares.....</b>                              | <b>14</b> |
|           | 3.1. Energia Nuclear.....  | 14        |
|           | 3.2. Usinas Nucleares.....   | 15        |
|           | 3.3. O Combustível Nuclear.....  | 19        |
|           | 3.4. Espectro de Neutrinos de Reator Nuclear.....                        | 20        |
|           | 3.5. Monitoração do Reator Nuclear através da Detecção de Neutrinos..... | 22        |
|           | Referências.....   | 26        |
| <b>4.</b> | <b>O Projeto Neutrinos ANGRA.....</b>                                    | <b>27</b> |
|           | 4.1. Objetivos.....  | 28        |
|           | 4.2. O Detector.....   | 28        |
|           | i) O Alvo.....   | 29        |
|           | ii) O Coletor de Gamas.....  | 29        |
|           | iii) O Absorvedor.....   | 29        |
|           | iv) O Veto.....  | 29        |

|           |  |           |
|-----------|--|-----------|
| 4.3.      | Situação Atual.....  | 31        |
| 4.4.      | Número Esperado de Eventos de Neutrino.....                      | 32        |
| 4.5.      | Ruído de Fundo e Falsos Positivos.....                           | 34        |
|           | Referências.....   | 35        |
| <b>5.</b> | <b>Simulando Eventos de Antineutrinos.....</b>                   | <b>36</b> |
| 5.1.      | O ROOT.....  | 36        |
| 5.2.      | Cálculo do Tempo, da Energia e do Isótopo dos Antineutrinos..... | 37        |
|           | i) Simulação Completa.....                                       | 37        |
|           | ii) Simulação Rápida.....  | 37        |
| 5.3.      | Testes Estatísticos.....   | 44        |
|           | i) Ajuste de Funções.....  | 44        |
|           | ii) Testes de Hipótese.....                                      | 45        |
|           | ii.a) Teste do $\chi^2$ .....                                    | 46        |
|           | ii.b) Teste de Kolmogorov-Smirnov.....                           | 50        |
|           | Referências.....   | 56        |
| <b>6.</b> | <b>Conclusões e Perspectivas.....</b>                            | <b>57</b> |

# CAPÍTULO I

## Introdução

A geração de energia elétrica no Brasil está baseada praticamente em hidroelétricas, uma vez que em 2005 este tipo de produção de energia respondia por 89,5% da produção nacional. Em 2001 a população brasileira vivenciou a pior crise no setor elétrico de sua história, pois, antes deste período, o planejamento do setor elétrico não foi suficiente para que o parque gerador acompanhasse o crescimento do consumo de eletricidade. Isto fez com que o sistema ficasse frágil a fatores externos, como a baixa quantidade de chuvas registradas em 2001, ocasionando no fato de os reservatórios das hidroelétricas operassem abaixo do nível satisfatório, já que em 1998 estes reservatórios operavam a uma média de 65% da capacidade, havendo uma queda para até cerca de 27% em 2001, como mostra a figura 1.1 [1], o que resultou na maior campanha de racionamento já vista. Diante destes fatos percebe-se a necessidade de o país possuir uma maior diversidade na geração de eletricidade e que acompanhe a demanda pela mesma, uma vez que há uma estimativa de que a população brasileira atinja cerca de 230 milhões de habitantes em 2030 [2]. Uma das alternativas é a eletricidade produzida por centrais termonucleares, responsáveis por quase 3% da eletricidade produzida no país, com previsão de aumento para cerca de 5% em 2030, fato ilustrado pela figura 1.2 [2].

Esta previsão foi realizada para o Plano Nacional de Energia 2030 (PNE2030 – publicado pelo Ministério de Minas e Energia), cujo objetivo é organizar um planejamento em longo prazo do setor. Outros resultados expressivos do PNE2030 são mostrados figuras 1.3 e 1.4 [2], que mostram a previsão do crescimento do consumo residencial, para diferentes cenários, e de geração de eletricidade via usinas nucleares, respectivamente. Para complementar, reproduz-se aqui um trecho extraído do

PNE2030, “Os estudos indicam, por competitividade econômica, um montante mínimo de 4 GW, podendo alcançar 8 GW adicionais a Angra III, até 2030, localizados nas regiões Sudeste e Nordeste. Assim, estaria estabelecido um programa nuclear após as três unidades de Angra, no horizonte do Plano. Este programa nuclear apresenta o grande diferencial de não emitir gases causadores do efeito estufa ” [2].

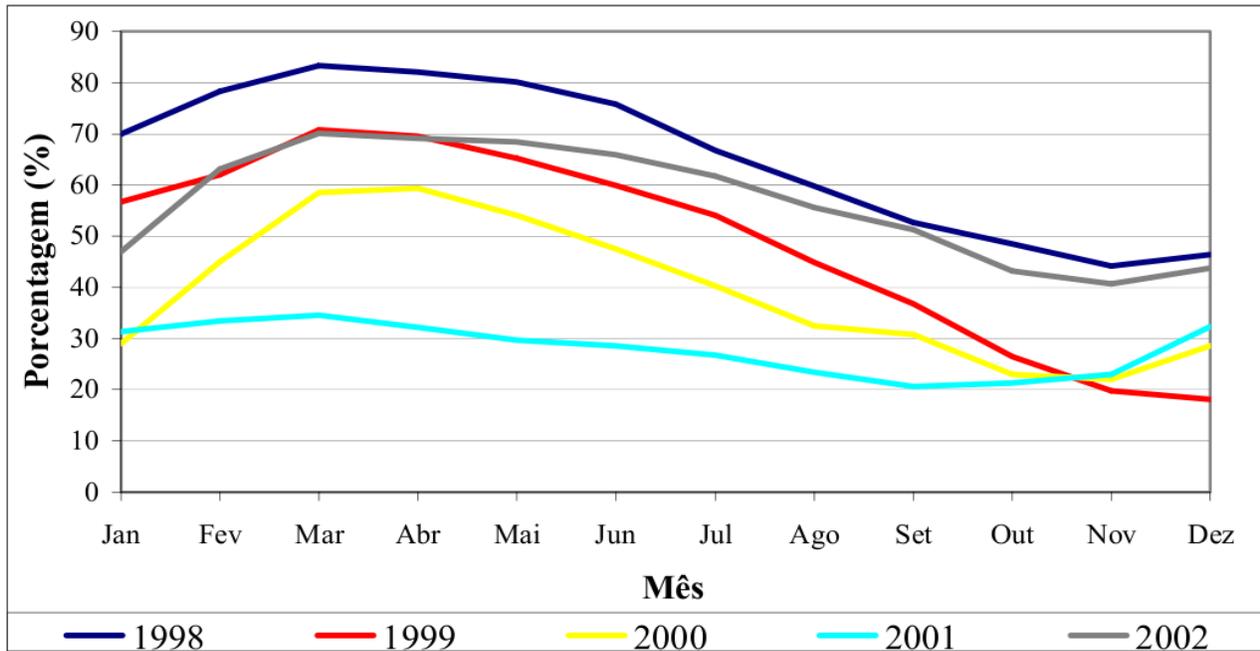


Figura 1.1 – Porcentagem do Nível de Operação dos Reservatórios de Hidrelétricas do Sul e Sudeste

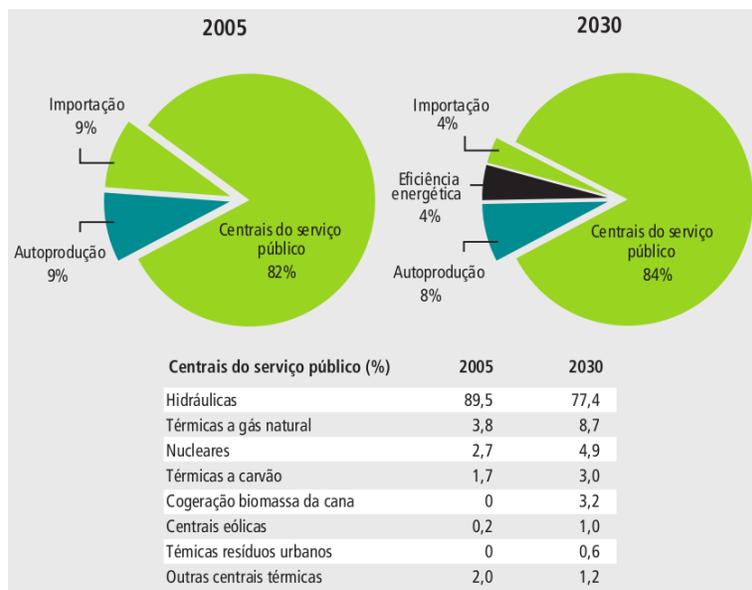
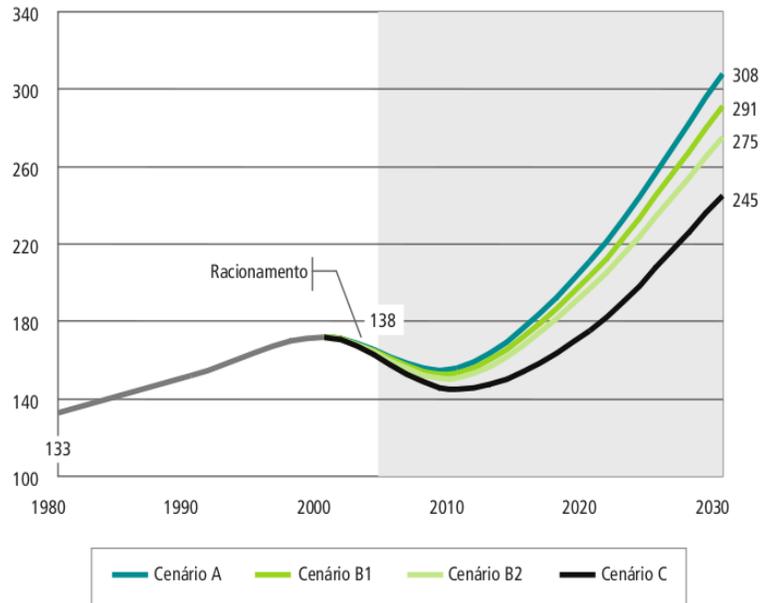
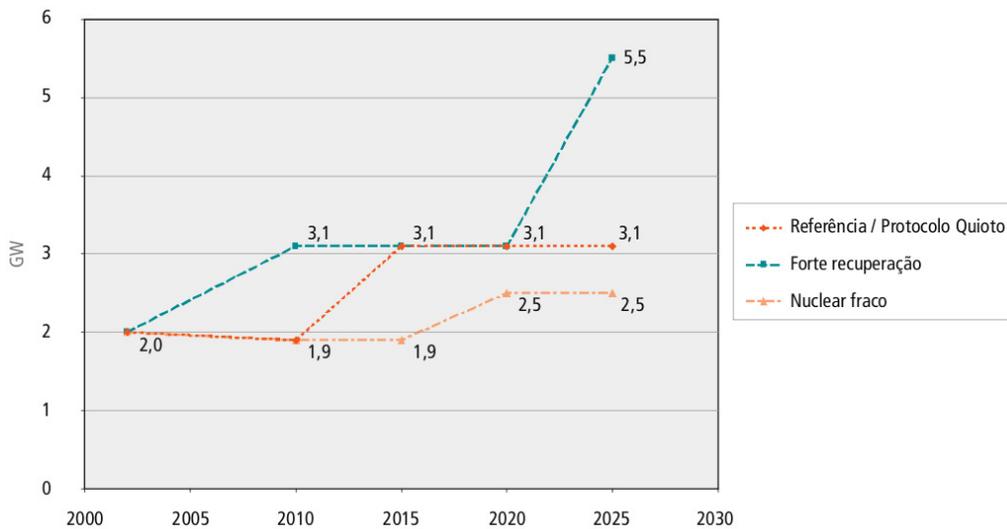


Figura 1.2 – Estrutura e Oferta de Eletricidade no Brasil em 2005 e previsto para 2030

Diante do iminente crescimento de centrais nucleares no Brasil, cenário que não é diferente no resto do mundo, devido a um novo interesse dos governos e da opinião pública sobre a energia nuclear, para sua hegemonia energética, faz-se necessária a máxima monitoração destas centrais para obterem-se máxima segurança e conhecimento dos processos envolvidos.



**Figura 1.3 – Consumo Residencial Médio [kWh/domicílio/mês]**



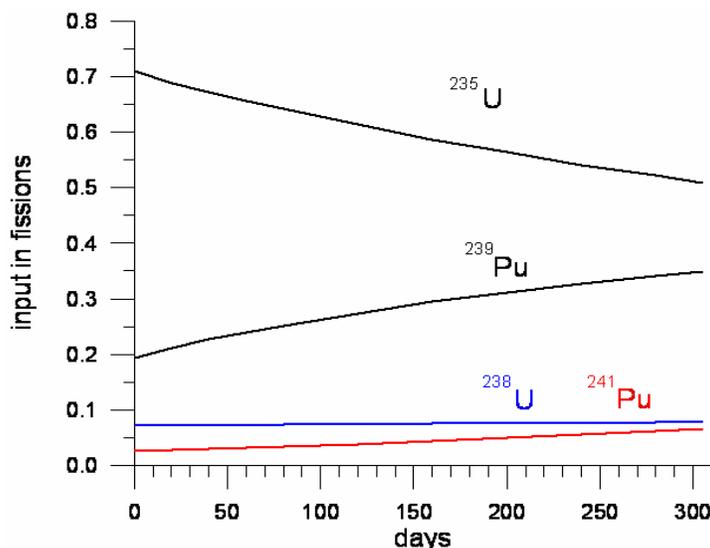
**Figura 1.4 – Cenários para a Energia Nuclear no Brasil**

A proposta de usar neutrinos emitidos por reatores nucleares para monitoramento remoto da potência térmica liberada pelos processos de fissão foi cogitada pela primeira vez em meados da década de 70 [3, 4]. Um dos primeiros experimentos de demonstração foi executado em um laboratório

de neutrinos montado na usina nuclear de Rovno na Ucrânia. Mostrou-se, mesmo com uma pequena amostra estatística, que a radiação de neutrinos pode, em princípio, ser usada com tais propósitos [5, 6].

A emissão de neutrinos por um reator nuclear está intimamente ligada com o processo de fissão de núcleos pesados, pois cada fissão contribui com uma quantidade específica do total de energia emitida e proporciona a emissão dos neutrinos. Utilizando um detector para registrar o fluxo de neutrinos, pode ser encontrada uma relação entre o número de núcleos fissionados e a energia liberada pelo reator, ou seja, o fluxo de neutrinos é diretamente proporcional à potência do reator.

Os processos de fissão, envolvidos na queima do combustível nuclear, geram os nêutrons responsáveis pelo disparo das reações em cadeia. Entretanto, os nêutrons também promovem a geração de plutônio a partir do  $^{238}\text{U}$  do combustível. A queima gradual do combustível altera a contribuição de cada elemento físsil na geração de energia térmica, como mostra a figura 1.5.



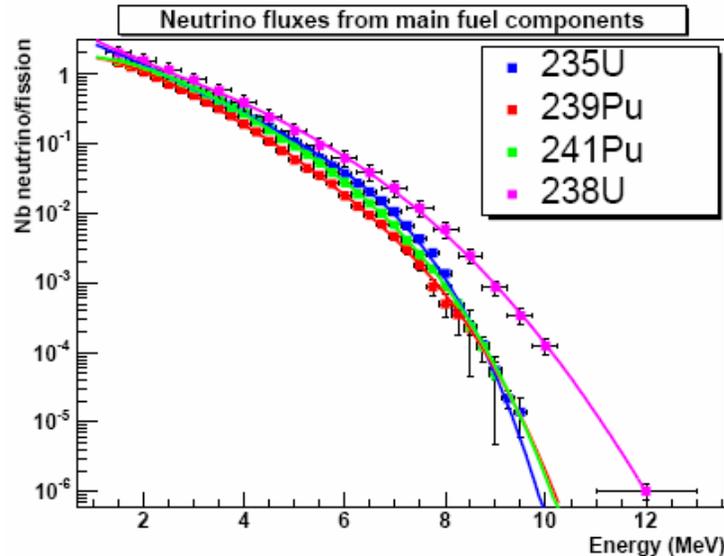
**Figura 1.5:** Evolução temporal da contribuição de cada elemento físsil do combustível nuclear

A figura 1.6 mostra o espectro de energia medido dos isótopos presentes no combustível (extraído da referência [7]). Vemos que cada isótopo tem um espectro diferente, apresentando discrepâncias em alguns intervalos de energia.

Estas duas últimas considerações nos indicam a possibilidade de medir modificações com o tempo no espectro de antineutrinos para evidenciar os efeitos da queima do combustível nuclear.

Nas últimas duas décadas, a física experimental realizou grandes progressos na construção de um panorama consistente da fenomenologia de neutrinos usando reatores nucleares como fonte de partículas (Goesgen, Bugey, Chooz, KamLAND, Palo Verde) [8]. Este cenário abre perspectivas concretas para o uso de neutrinos como sondas confiáveis de processos físicos dos quais participam.

Assim, um detector de antineutrinos pode monitorar parâmetros relacionados à atividade de reatores nucleares, que são cruciais para verificação de itens das salvaguardas nucleares ditados pela Agência Internacional de Energia Atômica – AIEA. Além disso, o monitoramento do fluxo de antineutrinos pode contribuir com informações úteis para otimizar a geração de energia elétrica, pelo conhecimento preciso da potência térmica liberada pelo reator.



**Figura 1.6:** Espectro de energia de antineutrinos dos principais componentes do combustível nuclear

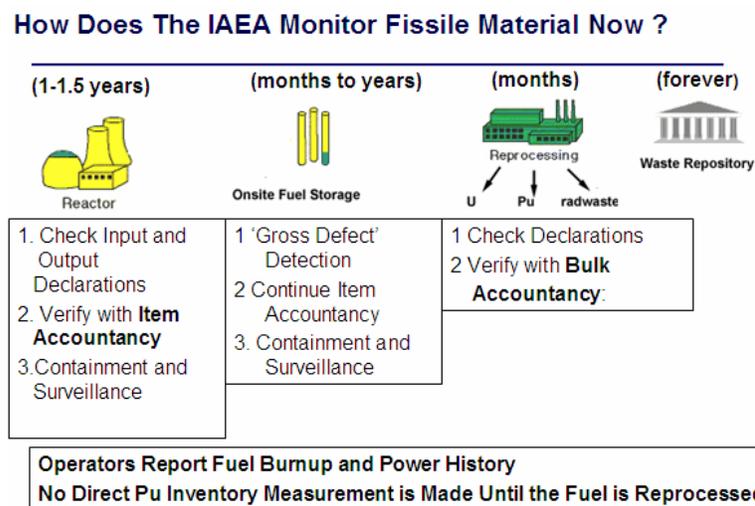
Um ponto importante da utilização de um detector de neutrinos para monitoramento nuclear, principalmente no que diz respeito à verificação de salvaguardas, é a possibilidade de analisar em modo remoto a atividade do reator, evitando a necessidade de operação e intrusão na zona de contenção ou outras áreas de acesso restrito na usina nuclear.

O monitoramento regulamentado pela AIEA dos reatores nucleares para garantir a aplicação de salvaguardas nucleares é realizado através da verificação dos inventários de entrada e saída dos materiais, validando a integridade de cada item com a análise dos resíduos gerados pelo reator. Todas estas informações, de dados e materiais, bem como o histórico da queima de combustível e geração de energia, são fornecidas pelo operador da usina. Por isso, um método não invasivo e que não dependa do operador, aumenta a credibilidade do monitoramento e controle do material produzido no reator. O ciclo de manipulação do combustível utilizado em um reator, da sua retirada até sua estocagem definitiva, é esquematizado na Figura 1.7.

Atualmente, informações detalhadas sobre a composição do combustível nuclear após o início da atividade do reator são obtidas por simulações computacionais alimentadas com parâmetros das

condições iniciais e da história térmica do reator. A obtenção de resultados confiáveis, a partir desse método, novamente depende da cooperação irrestrita do operador do reator, e apresenta óbvias possibilidades de desvio não declarado de parte ou de todo combustível nuclear.

Experimentos recentes demonstraram a viabilidade em usar a emissão de neutrinos como indicador em tempo real da atividade de reatores nucleares. Monitores desse tipo já foram testados [10] e um deles está em operação na usina de San Onofre (E.U.A.) [11]. Adicionalmente, alguns trabalhos teóricos recentes discutem que um detector de precisão poderia medir a energia e reconstruir a forma do espectro dos antineutrinos com detalhes suficientes para determinar as contribuições de cada isótopo presente no combustível e a potência térmica liberada com exatidão percentual de algumas unidades [12].



**Figura 1.7:** Etapas de manipulação de rejeitos nucleares, da sua retirada do reator até a estocagem definitiva. Figura retirada da referência [9]

O fato que o Brasil dispõe do reator nuclear Angra II de 4GW de potência, equivalente a  $10^{20}$  fissões por segundo, permite obter em um detector com apenas  $1 \text{ m}^3$  de material sensível, uma taxa de  $\sim 10^3$  eventos de neutrinos por dia, possibilitando inserir o Brasil de forma atuante e competitiva nesta área de fronteira da física.

Desta forma, dadas todas as considerações acima, apresentaremos neste trabalho alguns resultados do monitoramento de algumas características de um reator nuclear através da detecção de neutrinos. No capítulo dois descreveremos os neutrinos e faremos um pequeno histórico desta partícula. Já no terceiro capítulo, falaremos sobre os antineutrinos produzidos em um reator nuclear, introduzindo temas como usinas nucleares, reatores do tipo PWR – como os do Complexo Nuclear de Angra dos Reis, como se dá a evolução do combustível nuclear e descreveremos o espectro dos

neutrinos emitidos, enquanto no quarto capítulo mostramos como é feita a detecção dos antineutrinos, no detector do Projeto Neutrinos ANGRA. Já no quinto capítulo, mostramos os métodos e considerações utilizados nas simulações numéricas, que são usadas nos cálculos das grandezas estudadas. Finalmente, encerramos o trabalho com a apresentação das conclusões feitas a partir dos resultados obtidos e algumas perspectivas futuras.

## REFERÊNCIAS – Capítulo I

- [1] Bardelin, C. E. A.; “Os Efeitos do Racionamento de Energia Elétrica Ocorrido no Brasil em 2001 e 2002 com Ênfase no Consumo de Energia Elétrica”. Dissertação (Mestrado) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2004
- [2] Plano Nacional de Energia 2030 (PNE2030), Ministério de Minas e Energia (MNE),2007 [http://www.mme.gov.br/site/menu/select\\_main\\_menu\\_item.do?channelId=8213](http://www.mme.gov.br/site/menu/select_main_menu_item.do?channelId=8213)
- [3] L. A. Mikaelian, “*Neutrino laboratory in the atomic plant*”, in: Proceedings of the International Conference “Neutrino 77”, Vol. 2, Nauka, Moscow (1978), pp. 383-385
- [4] A. A. Borovoi and L. A. Mikaélyan, “*Possibilities of practical applications of neutrinos*”, At. Énerg, 44, Nº 6, 508-511 (1978)
- [5] V. A. Korovkin, S. A. Kodanev, A. D. Yarichin, et. al., “*Measurement of nuclear fuel burnup in a reactor according to neutrino emission*”, At. Énerg., 56, Nº 4, 214-218 (1984)
- [6] V. A. Korovkin, S. A. Kodanev, N. S. Panashchenko, et. al., “*Measurement of power generation of a power reactor by the method of neutrino detection*”, At. Énerg., 65, Nº 3, 169-173 (1988)
- [7] Experimento Double-CHOOZ, arXiv:hep-ex/0405032
- [8] Goesgen: Zacek G. et al., 1986, Phys. Rev. D34, 2621. Bugey: Achkar B. et al., 1995, Nucl. Phys. B434, 503. Chooz: Apollonio et al., Eur.Phys.J., C27, 331, 2003. KamLAND: A.Suzuki, Nucl. Phys. Proc. Suppl., 137, 21,2004. Palo Verde: F.Boehm at al., Phys.Rev., D64, 112001, 2001
- [9] A.Bernstein and N.Bowden, “[Safeguards and Reactor Monitoring with AntiNeutrino Detector](#)”, CBPF WorkShop – Rio de Janeiro – maio/2006  
[http://www.e-science.unicamp.br/nangra/publicacoes/publicacoes\\_completo.php?id\\_publicacao=102&categoria\\_publicacao=30](http://www.e-science.unicamp.br/nangra/publicacoes/publicacoes_completo.php?id_publicacao=102&categoria_publicacao=30)
- [10] Yu. V. Klimov et al., “*Neutrino method remote measurement of reactor power and power output*”, Atomic Energy, 76, 123, 1994
- [11] N.S.Bowden, J.Batteux, A.Bernstein et al., “*Nuclear reactor safeguards and monitoring with anti-neutrino detectors*”. e-Print Archive: nucl-ex/0108001
- [12] P.Huber and T.Schwetz, “*Precision Spectroscopy with Reactor Antineutrinos*” Phys. Rev. D 70 : 053011, 2004

# CAPÍTULO II

## O Neutrino

O neutrino é uma das várias partículas elementares que acredita-se formar toda a matéria existente. São três os tipos de neutrinos, um para cada lépton conhecido. Portanto, há o neutrino eletrônico, o neutrino muônico e o neutrino tauônico, além de existirem também um antineutrino para cada lépton, totalizando seis neutrinos conhecidos. Entretanto, até o fim da década de 1920 não sabíamos da existência dos neutrinos, por ser uma partícula de massa ínfima, não possuir carga elétrica e que dificilmente interage com a matéria. Esta probabilidade de interação é tão baixa que um neutrino pode atravessar um ano-luz (946.053.620.707 km) de chumbo sem colidir com um único átomo. Enquanto um único fóton pode levar milhões de anos para ir do núcleo do sol a sua superfície, um neutrino faz o mesmo trajeto em poucos segundos.

A hipótese da existência do neutrino só foi apresentada em 1930 numa tentativa de explicar o problema com o decaimento  $\beta$ , cujos resultados experimentais diferiam do que era esperado. Em um decaimento radioativo temos a emissão espontânea de uma partícula por um núcleo atômico, ou seja, inicialmente há um núcleo e após o decaimento temos a partícula emitida e o núcleo resultante, que pode ser o mesmo elemento ou não de antes do processo, dependendo da partícula emitida. Assim, podemos escolher um referencial no qual o núcleo está em repouso para calcular, por conservação da energia e momento linear totais do sistema, a energia da partícula emitida, que será um valor bem definido, dado pela equação:

$$E_1 = \frac{M^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M} \quad (2.I) \quad [1]$$

onde  $M$  é a massa do núcleo antes do decaimento,  $m_2$  é a massa do núcleo resultante e  $m_1$  é a massa da

partícula. Nesta equação, foi considerado o sistema natural de unidades, onde o valor constante da velocidade da luz é 1 e as massas são dadas em mega elétron-volts (MeV).

No caso do decaimento  $\beta$ , há a emissão de um elétron e o núcleo resultante tem o número atômico acrescido em uma unidade, relativo ao núcleo primário. Portanto, a energia do elétron emitido no decaimento  $\beta$  deveria ser fixa e determinada pela equação (2.I), pois só ele e o núcleo resultante eram detectados como resultados do decaimento. Este resultado era esperado em semelhança a outros decaimentos conhecidos até então, que eram o  $\alpha$ , que consiste na emissão de um núcleo atômico do hélio (He) e o  $\gamma$ , que é um fóton. As energias de alguns destes decaimentos são mostradas pelas figuras 2.1 e 2.2, onde podem ser vistos os picos bem definidos relativos a esta energia, diferentemente do espectro dos elétrons emitidos em um decaimento  $\beta$ , que possui um formato contínuo, como visto na figura 2.3, sendo que a máxima energia com que ele é observado é a energia esperada no cálculo da equação (2.I).

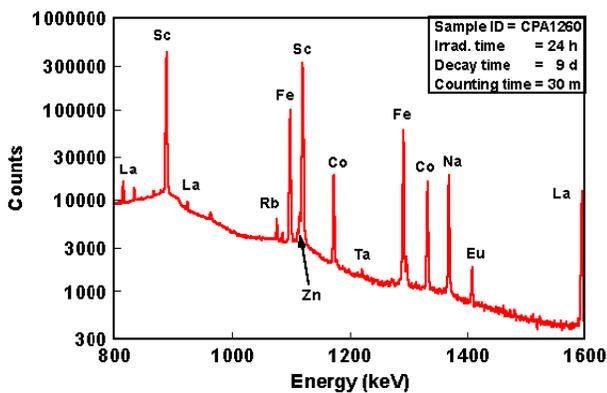


Figura 2.1 – Decaimento  $\gamma$  de Vários elementos

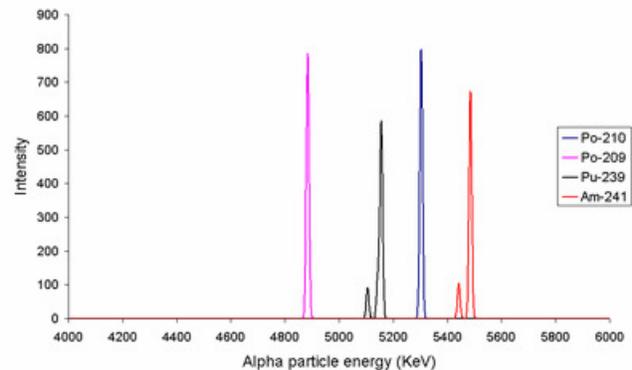


Figura 2.2 – Decaimento  $\alpha$  de Alguns Elementos

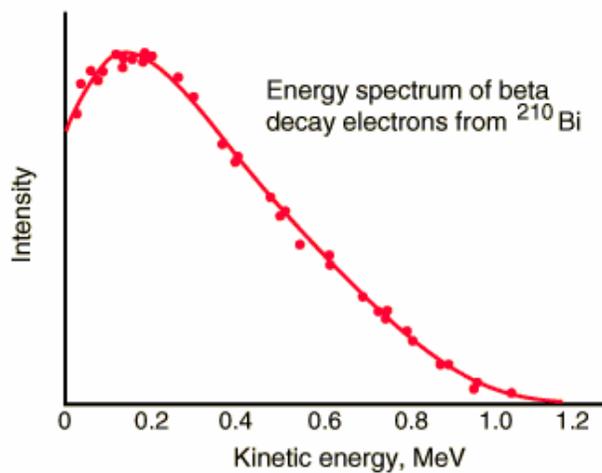
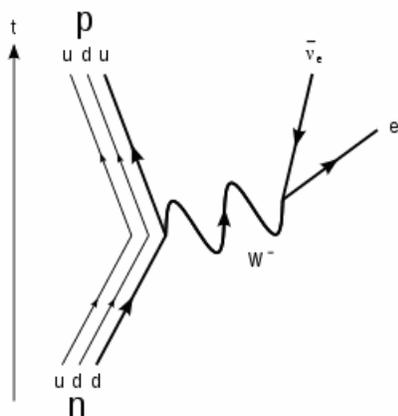


Figura 2.3 – Decaimento  $\beta$  do Bismuto

Em 1930, Wolfgang Pauli sugere que outra partícula era emitida juntamente com o elétron, carregando, assim, a diferença de energia observada. Para tanto, essa partícula deveria ser neutra, para que a conservação da carga não fosse violada, e praticamente sem massa, sendo inicialmente chamada de nêutron. Porém, em 1932 James Chadwick descobre um segundo constituinte do núcleo atômico, que recebe o nome de nêutron, devido ao fato de não possuir carga elétrica. Já em 1934 Enrico Fermi descreve uma teoria para o decaimento  $\beta$ , que considera uma terceira partícula, nomeada finalmente de neutrino, uma vez que no idioma italiano, o sufixo -ino indica algo pequeno.

Devido à característica de baixa interação com a matéria, a verificação experimental da existência dos neutrinos só ocorreu na década 1950, com o advento dos reatores nucleares, que são uma fonte de antineutrinos muito intensa como será mostrado nos capítulos subsequentes. Assim, em 1956 Clyde Cowan e Frederick Reines publicam na revista Science o artigo “Detection of the Free Neutrino: a Confirmation” (Detecção do Neutrino Livre: uma Confirmação), trabalho pelo qual Reines recebe o Prêmio Nobel de Física em 1995. Cowan faleceu em 1974.

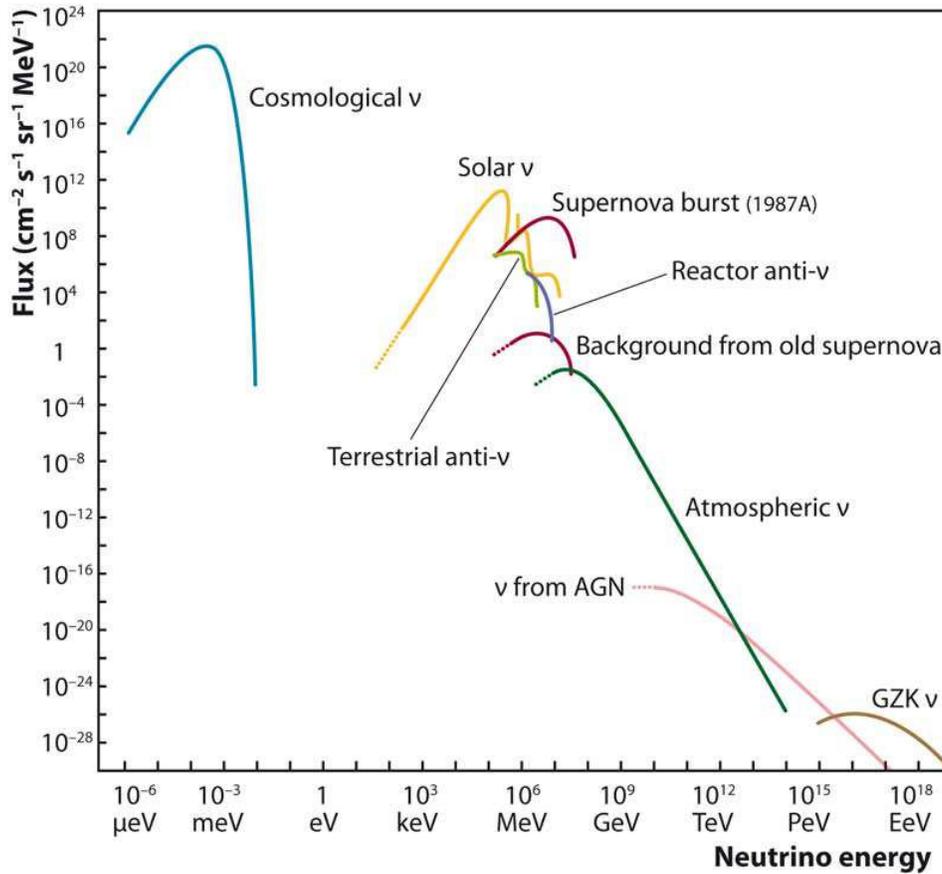
Desde então, muito se desenvolveu no entendimento da física dos neutrinos e das partículas elementares. De acordo com o Modelo Padrão, que é a teoria mais aceita para descrição das partículas elementares e suas interações, entendemos o decaimento  $\beta$  como um decaimento de um bóson  $W^-$ , partícula intermediadora da força fraca, em um elétron e um antineutrino eletrônico, esquematizado pela figura 2.4, sendo que também há evidências de que neutrinos podem oscilar entre seus tipos.



**Figura 2.4** – Esquema do Decaimento de um Nêutron em um Próton, via a Emissão de um  $W^-$ , que, por sua vez, Decai em um Elétron e um Antineutrino Eletrônico

Atualmente o estudo de neutrinos é muito variado devido aos diversos modos de criação dos mesmos, pois podem-se estudar os neutrinos gerados no Sol (neutrino solares), aqueles que surgem do

decaimento de partículas da radiação cósmica (neutrinos atmosféricos), os resultantes dos colapsos de estrelas (neutrinos de super novas), os referentes à história do Universo (neutrinos cosmológicos) e os provenientes dos decaimentos beta dos núcleos resultantes de uma fissão nuclear em reatores (neutrinos de reatores), sendo que estes serão os estudados e explorados no decorrer deste trabalho. Na figura 2.5 pode-se ver como estes tipos de neutrinos são distribuídos em função da energia.



**Figura 2.5** – Distribuição dos Neutrinos quanto ao tipo e energia [2]

## REFERÊNCIAS – Capítulo II

[1] C. Amsler, et al., “*Review of Particle Physics*”, Physics Letters B 667, 1 (2008)

[2] O. L. G. Peres, “Neutrinos Atmosféricos a Baixa Energia”, VI Encontro do Grupo de Física e Astrofísica de Neutrinos, Universidade Federal do ABC, 2009:  
<http://sites.google.com/site/nuworkshop2009/arquivos>

# CAPÍTULO III

## Neutrinos de Reatores Nucleares

Sendo o principal motivo de estudo deste trabalho, discutiremos neste capítulo a geração de antineutrinos em um reator nuclear. Desta forma, para efeito de contextualização, discutiremos a geração de energia elétrica em uma usina nuclear, o combustível nuclear, mostrando, conseqüentemente, como se dá a produção dos antineutrinos nestas usinas.

### 3.1 – Energia Nuclear

Definimos energia nuclear como sendo a energia que está armazenada nos núcleos dos átomos. Um núcleo atômico tem massa diferente do que a massa total dos seus constituintes isolados, ou seja, se considerarmos um núcleo de hélio, que é formado por dois prótons e dois nêutrons, ele tem uma massa diferente do que a soma das massas de dois prótons e dois nêutrons. Exemplificando em valores numéricos, temos:

$$\text{massa do núcleo de hélio } (M_{\text{He}}) = 3728,75 \text{ MeV}/c^2$$

$$\text{massa do prótons livre } (m_p) = 938,27 \text{ MeV}/c^2$$

$$\text{massa do nêutron livre } (m_n) = 939,57 \text{ MeV}/c^2$$

$$2m_p + 2m_n = 3755.68 \text{ MeV}/c^2$$

Esta diferença de massa e, conseqüentemente, de energia ( $\Delta E = 26.93 \text{ MeV}/c^2$ ) é definida como energia de ligação do hélio, ou seja, é a energia armazenada pelo potencial da interação que mantém os constituintes do núcleo unidos. Se o núcleo for mais leve que os constituintes a união deles irá liberar

uma energia igual à energia de ligação e chamamos o processo de exotérmico. No caso de o núcleo ser mais pesado, precisamos fornecer energia para juntar seus constituintes, também igual a energia de ligação, e o processo é endotérmico.

Portanto, uma vez que há energia armazenada dentro do núcleo dos átomos, ela pode ser liberada em processos como os decaimentos radioativos, a fissão nuclear, quando um núcleo divide-se em outros mais leves, e a fusão nuclear, quando juntamos outros núcleos para formar um outro mais pesado.

Se considerarmos somente um núcleo se fissionando, a energia liberada é ínfima se comparada com valores macroscópicos, pois, em cada fissão, há liberação de energia da ordem de centenas de MeV, sendo que 100 MeV correspondem à  $1,6 \times 10^{-11}$  J. Porém, partindo da hipótese que 1 kg de Urânio é fissionado, temos a liberação por volta de  $2,0 \times 10^{13}$  J, que é equivalente à energia liberada pela combustão de 1500 toneladas de carvão mineral [1].

Desta forma, há muitas maneiras de se utilizar a energia nuclear da mesma forma como usamos a energia liberada por reações químicas, como a queima de combustíveis fósseis para movimentar um carro ou nos aquecermos. De fato, hoje sabemos como usar de forma controlada e segura esta grande quantidade de energia armazenada nos núcleos atômicos, seja na movimentação de submarinos e porta-aviões, como fonte de energia para sondas espaciais ou na geração de energia elétrica, como fazem as usinas nucleares, conhecidas como centrais termo-nucleares-elétricas.

### **3.2 – Usinas Nucleares**

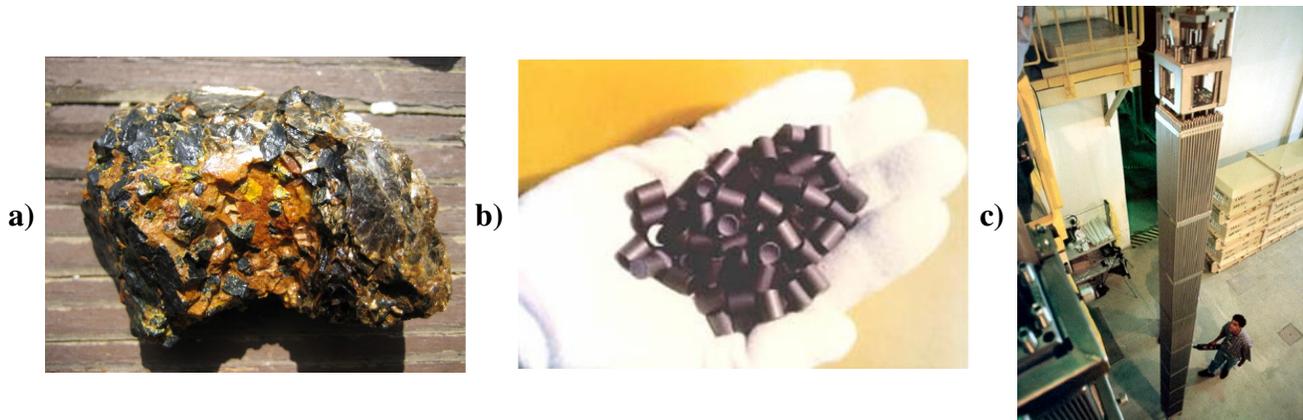
A aplicação mais difundida da energia nuclear é a geração de energia elétrica e, diferentemente dos outros tipos de usinas termoelétricas que usam a combustão de matéria (gás natural ou material orgânico), uma usina nuclear utiliza a energia armazenada nos núcleos dos átomos para aquecer a água e transformá-la em vapor com o objetivo de movimentar uma turbina acoplada a um gerador elétrico.

O conceito de retirar energia dos núcleos atômicos para a geração de energia elétrica foi proposto pela primeira vez em 1933 pelo cientista húngaro Leó Szilárd. Mas, somente em 1942 o primeiro reator nuclear foi construído na Universidade de Chicago pelo grupo liderado pelo físico Enrico Fermi, o que ocasionou a criação da primeira usina nuclear comercial, em 1951, e desde então esta tecnologia vem sendo sempre aprimorada até os dias de hoje.

Atualmente, contamos com uma grande variedade de usinas nucleares. Elas são diferenciadas pelo tipo de combustível, moderador ou refrigerante utilizados. Cada uma tem um ciclo próprio de

funcionamento que atende as necessidades e características de seus componentes.

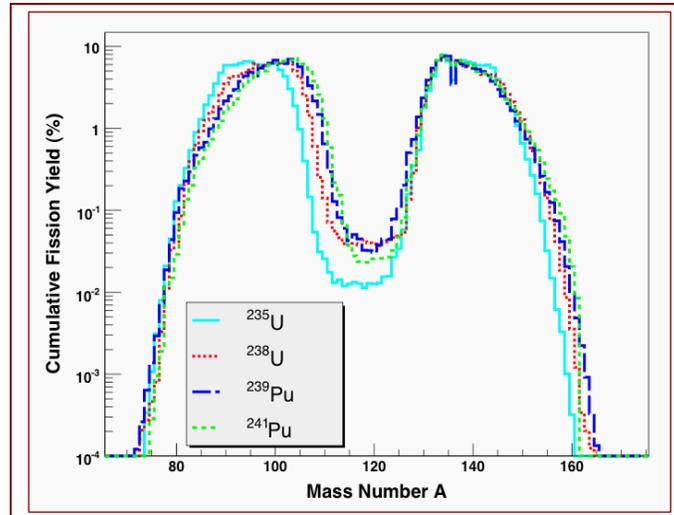
Os reatores utilizados nas usinas nucleares, como as de Angra I e II, são conhecidas como PWR (Pressurized Water Reactor – Reator de Água Pressurizada) e seu combustível é composto basicamente de urânio, sendo a maior parte o isótopo  $^{238}\text{U}$  e uma pequena parte, de 3 a 4%, o isótopo  $^{235}\text{U}$ , que é a componente principal das reações nucleares que geram energia no reator. O urânio é encontrado na natureza nas proporções de 0,72% para o  $^{235}\text{U}$ , e 99,27% para o  $^{238}\text{U}$ , sendo assim necessária a realização do processo chamado enriquecimento isotópico do urânio, que aumenta a concentração do  $^{235}\text{U}$  para que possa ser usado como combustível, mantendo as reações em cadeia, que serão explicadas mais adiante. O urânio é encontrado naturalmente em um minério conhecido como uraninita (mistura de  $\text{UO}_2$  e  $\text{U}_3\text{O}_8$ ), que é a matéria prima da fabricação do combustível nuclear. Assim, o urânio é extraído do minério e concentrado na forma de um sal de cor amarela, o *yellowcake*, para então ser transformado no gás hexa-fluoreto de urânio ( $\text{UF}_6$ ) com o qual se faz o enriquecimento isotópico. Após este processo, o urânio é novamente convertido ao estado sólido sob a forma de pó de dióxido de urânio ( $\text{UO}_2$ ) e moldado em pastilhas, que são inseridas em varetas agrupadas em elementos combustíveis acomodados dentro do reator nuclear. A figura 3.1 ilustra uma amostra da uraninita, as pastilhas de  $\text{UO}_2$  e um elemento combustível típico da usina Angra II, cuja capacidade é de 193 elementos combustíveis, totalizando 17,5 milhões de pastilhas.



**Figura 3.1 – a) Amostra da uraninita; b) Pastilhas de  $\text{UO}_2$ ; c) Elemento Combustível**

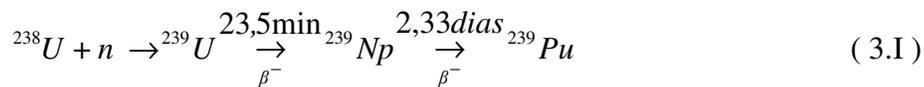
Portanto, a energia necessária para a geração de eletricidade é retirada do núcleo de urânio através da sua fissão. Neste processo, um núcleo do  $^{235}\text{U}$  absorve um nêutron do meio, resultando em um núcleo de  $^{236}\text{U}$  num estado excitado e instável, que sofre um processo de fissão nuclear, onde o núcleo divide-se em fragmentos não necessariamente com a mesma massa, como mostra a figura 3.2, liberando energia na forma de energia cinética dos núcleos filhos e radiação  $\gamma$  além de liberar outros nêutrons. Este processo ocorre pois os núcleos resultantes estão em um estado de energia mais baixa do

que antes da fissão ocorrer. Porém, estes núcleos produzidos pela fissão são ricos em nêutrons, isto é, eles contêm mais nêutrons do que o necessário para sua estabilidade. Assim, eles decaem emitindo uma sequência de elétrons (radiação  $\beta^-$ ) e, conseqüentemente, antineutrinos eletrônicos ( $\bar{\nu}_e$ ), que são acompanhados por vários raios  $\gamma$ , devido ao rearranjo dos constituintes do núcleo atômico.



**Figura 3.2** – Percentual dos núcleos formados após a fissão dos isótopos  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  e  $^{241}\text{Pu}$

Os nêutrons emitidos pela fissão do  $^{236}\text{U}$  são reaproveitados para atingir outros núcleos de  $^{235}\text{U}$  e serem fissionados, processo este chamado de reação em cadeia, ou para a produção do  $^{239}\text{Pu}$ , elemento que não é encontrado na natureza e realiza o mesmo papel do  $^{235}\text{U}$  de fissionar-se numa reação em cadeia fornecendo energia em um reator nuclear, além de ser usado para a construção de artefatos de uso militar. A reação referente a produção deste elemento é:



Entretanto, os nêutrons produzidos pela fissão do  $^{236}\text{U}$  são emitidos com uma velocidade por volta de 14000km/s, correspondendo a uma energia cinética de 1 MeV, sendo chamados de nêutrons rápidos. Para esta faixa de energia, a seção de choque de captura de nêutrons do  $^{238}\text{U}$  não é desprezível e compete no consumo de nêutrons com o  $^{235}\text{U}$ , para produção de energia.

Assim, deve-se reduzir a energia dos nêutrons a 0,025 eV, cerca de 2,2 km/s, para que o processo dominante seja a captura de nêutrons pelo  $^{235}\text{U}$  liberando, assim, mais nêutrons para causar fissão e manter a reação em cadeia. Nêutrons com esta faixa de energia são chamados de nêutrons térmicos e a figura 3.3 mostra um gráfico da seção de choque de fissão do  $^{235}\text{U}$  e do  $^{238}\text{U}$  em função da energia, ilustrando a justificativa de reduzir a energia dos nêutrons gerados pela fissão.

A redução em energia dos nêutrons é feita através do choque elástico com os átomos do material refrigerante, que deve ser formado por moléculas com átomos leves, como, por exemplo, a água, que contém hidrogênio, maximizando assim a perda de energia, pois se tivéssemos um choque do nêutron com um átomo muito mais pesado, praticamente nenhuma energia seria transferida para o alvo, por conservação de momento.

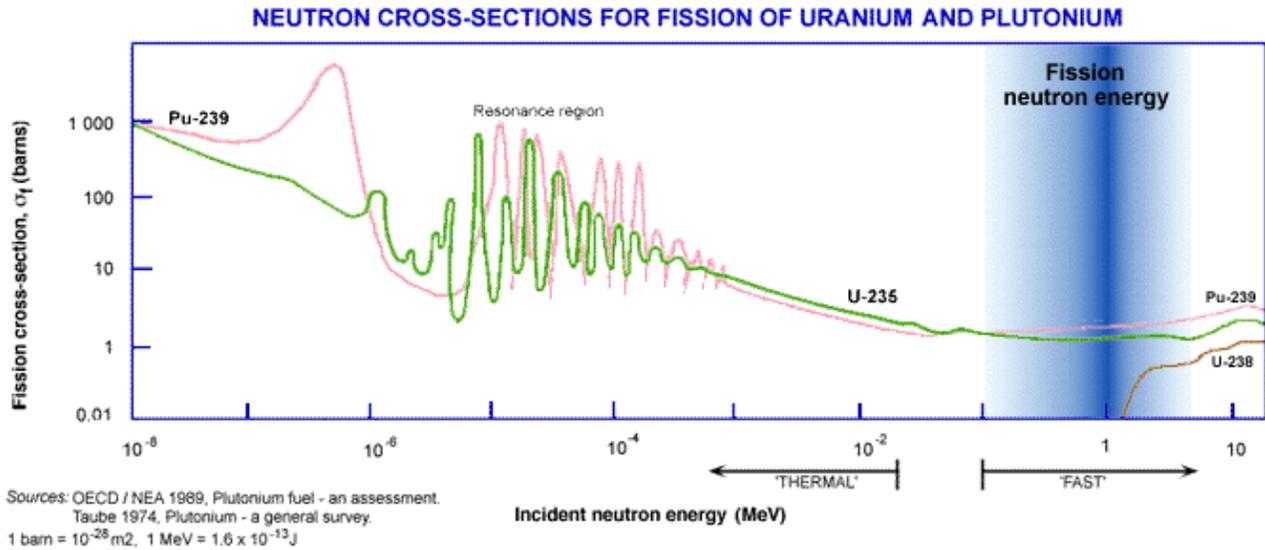


Figura 3.3 – Seção de choque para a fissão dos isótopos  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  e  $^{239}\text{Pu}$  em função da energia dos nêutrons incidentes

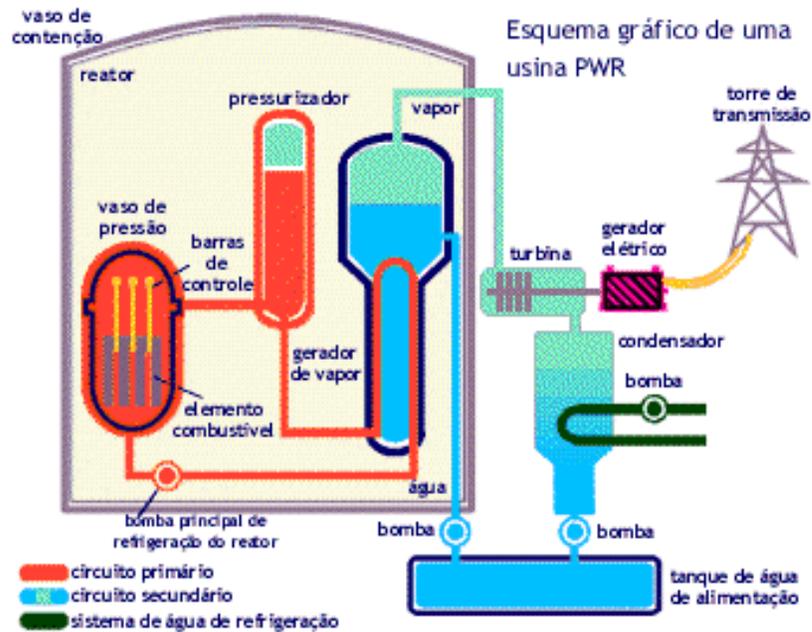


Figura 3.4 – Esquema de funcionamento de uma usina nuclear PWR

Assim, a energia liberada pela reação em cadeia é utilizada para aquecer a água que irá gerar eletricidade como mostra o esquema da figura 3.4, onde vemos que uma usina nuclear com reatores do

tipo PWR contém três circuitos por onde circula água. O primeiro circuito é onde ocorre a fissão nuclear para aquecer a água a uma temperatura de 315 °C e pressurizada à 15 MPa, mantendo-se líquida. No segundo circuito, a água, que não entra em contato direto com aquela do primeiro circuito, torna-se um vapor saturado, estando a uma temperatura de 275 °C e pressão de 6 MPa. É neste circuito que o vapor gira a turbina que aciona o gerador de eletricidade. O último circuito é usado para resfriar o vapor que sai da turbina fazendo a transição ao estado líquido novamente. Neste circuito usa-se água a temperatura ambiente, geralmente de um rio, lago ou oceano, que é devolvida ao mesmo meio, de onde foi retirada, levemente aquecida.

### 3.3 – O Combustível Nuclear

Como dito anteriormente, o combustível quando utilizado pela primeira vez em usinas como a de Angra II é composto somente de urânio. Uma vez iniciados os processos de fissão, o  $^{235}\text{U}$  é consumido para a produção de energia térmica que será transformada em energia elétrica. Já o  $^{238}\text{U}$  é consumido em dois processos, a fissão de seu núcleo e a produção de  $^{239}\text{Pu}$ , sendo que a fissão é bem menos provável de ocorrer devido à moderação dos nêutrons rápidos. A partir do momento que há uma quantidade suficiente de  $^{239}\text{Pu}$ , este elemento pode absorver nêutrons produzindo o  $^{240}\text{Pu}$ , que também pode absorver outros nêutrons produzindo o  $^{241}\text{Pu}$ . Entretanto, somente o  $^{241}\text{Pu}$  contribui com alguma relevância na produção de neutrinos (cerca de 5%), enquanto o  $^{240}\text{Pu}$  tem uma contribuição menor que 0,1%.

Considerando essas informações e o fluxo de nêutrons dentro do reator, chega-se às seguintes equações que representam a evolução temporal do número de átomos de cada elemento:

$$\begin{aligned}
 N_{235\text{U}} &= N_{235\text{U}}^i \exp(-\sigma_{235\text{U}} \theta) \\
 N_{239\text{Pu}} &= C_1 + C_2 \exp(-\sigma_{239\text{Pu}} \theta) - (C_1 + C_2) \exp(-\sigma_{239\text{Pu}} \gamma \theta) \\
 N_{240\text{Pu}} &= C_3 + C_4 \exp(-\sigma_{235\text{U}} \theta) + C_5 \exp(-\sigma_{239\text{Pu}} \gamma \theta) - (C_3 + C_4 + C_5) \exp(-\sigma_{240\text{Pu}} \theta) \\
 N_{241\text{Pu}} &= C_6 + C_7 \exp(-\sigma_{235\text{U}} \theta) + C_8 \exp(-\sigma_{239\text{Pu}} \gamma \theta) + C_9 \exp(-\sigma_{240\text{Pu}} \theta) - (C_6 + C_7 + C_8 + C_9) \exp(-\sigma_{241\text{Pu}} \theta)
 \end{aligned} \tag{3.II} \quad [2]$$

onde:

$$\begin{aligned}
 \theta &= \int_0^t \varphi(t) dt; \quad \gamma \equiv 1 - \eta_{239\text{Pu}} \varepsilon P_1 (1 - p); \\
 C_1 &\equiv \frac{N_{238\text{U}} \sigma_{238\text{U}}}{\sigma_{239\text{Pu}} \gamma}; \quad C_2 \equiv \frac{N_{235\text{U}}^i \sigma_{235\text{U}} \eta_{235\text{U}} \varepsilon P_1 (1 - p)}{\sigma_{239\text{Pu}} \gamma - \sigma_{235\text{U}}};
 \end{aligned}$$

$$C_3 \equiv \frac{N_{238U} \sigma_{238U} \alpha_{239Pu}}{\sigma_{240Pu} \gamma (1 - \alpha_{239Pu})}; C_4 \equiv \frac{N_{235U}^i \sigma_{235U} \eta_{235U} \varepsilon P_1 (1 - p) \sigma_{239Pu} \alpha_{239Pu}}{(1 + \alpha_{239Pu}) (\sigma_{235U} - \sigma_{239Pu} \gamma) (\sigma_{235U} - \sigma_{240Pu})};$$

$$C_5 \equiv \frac{C_3 \sigma_{239Pu}}{\sigma_{240Pu} \gamma - \sigma_{240Pu}} - \frac{C_4 (\sigma_{235U} - \sigma_{240Pu})}{\sigma_{239Pu} \gamma - \sigma_{240Pu}};$$

$$C_6 \equiv C_3 \frac{\sigma_{239Pu}}{\sigma_{241Pu}}; C_7 \equiv -C_4 \frac{\sigma_{240Pu}}{\sigma_{235U} - \sigma_{241Pu}}; C_8 \equiv -\frac{C_5 \sigma_{240Pu}}{\sigma_{239Pu} \gamma - \sigma_{241Pu}};$$

$$C_9 \equiv (C_3 + C_4 + C_5) \frac{\sigma_{240Pu}}{\sigma_{240Pu} - \sigma_{241Pu}}$$

e  $N$  é o número de átomos por unidade de volume;  $\sigma$  é a seção de choque de absorção térmica;  $\phi$  é o fluxo de nêutrons térmicos;  $\eta$  é o número de nêutrons produzidos na fissão por nêutron absorvido pelo elemento;  $\varepsilon$  é o fator de fissão rápida (razão da taxa líquida de produção de nêutrons rápidos pela taxa de produção de nêutrons rápidos por fissão térmica);  $P_1$  é a *fission-to-resonance nonleakage probability* (constante que depende de propriedades do reator como sua forma e o tipo do moderador utilizado);  $p$  é a *resonance escape probability* (referente à quantidade de nêutrons que não são capturados e perdem energia); e  $\alpha$  é a razão entre a seção de choque de captura pela seção de choque para a fissão de materiais físséis.

Como exemplo, a referência [2] fornece os seguintes dados para as constantes acima citadas, para um reator do tipo Sódio-Grafite-Urânio<sup>1</sup> contendo 31800 kg de <sup>238</sup>U e 308 kg de <sup>235</sup>U, operando por 269 dias:

$$\varepsilon = 1,027 \quad | \quad P_1 = 0,964 \quad | \quad p = 0,8$$

Para estes valores temos que a evolução dos elementos do combustível do reator será da forma como mostra a figura 3.5.

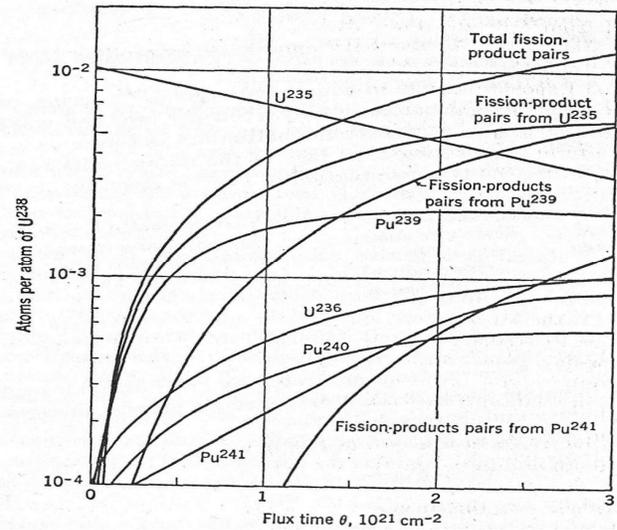


Figura 3.5 – Evolução temporal do combustível nuclear [2]

### 3.4 – Espectro de Neutrinos de Reator Nuclear

Como foi visto na descrição do funcionamento de uma usina nuclear, os núcleos atômicos formados pela fissão nuclear decaem pela emissão de um elétron e um antineutrino eletrônico, sendo assim responsáveis pela geração do fluxo de antineutrinos que poderia ser medido nas redondezas da

<sup>1</sup> Nesta nomenclatura, sódio é o refrigerante, grafite o moderador e urânio o combustível.

usina. A figura 3.6 mostra um exemplo da geração dos antineutrinos através da fissão de um núcleo do  $^{236}\text{U}$ , resultando em um núcleo de xenônio ( $^{135}\text{Xe}$ ), um de estrôncio ( $^{99}\text{Sr}$ ), além da emissão de dois nêutrons, onde cada decaimento  $\beta$  representa um antineutrino gerado. Portanto, para este caso, podem-se ser emitidos até oito antineutrinos.

Em uma usina do tipo de Angra II, os principais isótopos responsáveis pela emissão de neutrinos são:  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  e  $^{241}\text{Pu}$  e o espectro de neutrinos de cada elemento é mostrado pela figura 1.6, onde têm-se os espectros medidos para  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  e  $^{241}\text{Pu}$ , e calculado para  $^{238}\text{U}$ .

A diferença entre os espectros de antineutrinos de cada elemento ocorre, pois a probabilidade de formação dos elementos filhos da fissão é diferente para cada um deles, como mostra a figura 3.2.

Desta forma, o cálculo teórico destes espectros é complicado devido ao enorme número de elementos formados após uma fissão nuclear, podendo algum deles ter uma meia-vida muito curta para o decaimento  $\beta^-$ , sendo da ordem de microssegundos, dificultando o entendimento de cada processo e, portanto, a contribuição de cada um na emissão de antineutrinos. Este fato é demonstrado pela figura 3.7 [3], que mostra a comparação de diversos cálculos teóricos do espectro de neutrinos do  $^{235}\text{U}$ , com o medido experimentalmente para o mesmo elemento. Deste modo, para termos uma função que descreva estes espectros, usa-se uma parametrização matemática dos dados experimentais. A parametrização utilizada foi proposta por P. Huber e T. Schwetz [4], sendo da forma:

$$\varphi_l(E_\nu) = \exp\left(\sum_{k=1}^{K_l} a_{kl} E_\nu^{k-1}\right) \quad (3. III)$$

onde  $\varphi_l(E_\nu)$  é o fluxo emitido pelo isótopo  $l$  em unidades de antineutrinos por fissão por MeV,  $a_{kl}$  são os coeficientes da parametrização, que foram determinados pelo ajuste aos dados experimentais, e  $K_l$  é o grau do polinômio [5]. Os dados deste ajuste estão explicitados na figura 3.8.

Uma outra parametrização estudada, proposta por V. Sinev [6], é dada por:

$$\varphi_l(E_\nu) = a_{11} \cdot \exp(a_{12} \cdot E_\nu + a_{13} \cdot E_\nu^2 + a_{14} \cdot (E_\nu/8)^{10}) \quad (3. IV)$$

Esta parametrização foi testada mas não mostrou-se melhor do que a anterior, como indica o

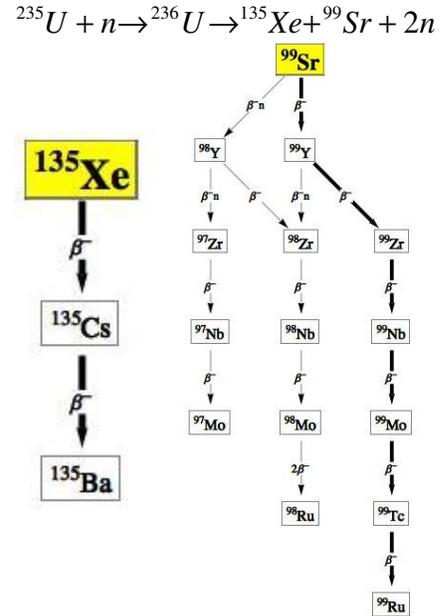
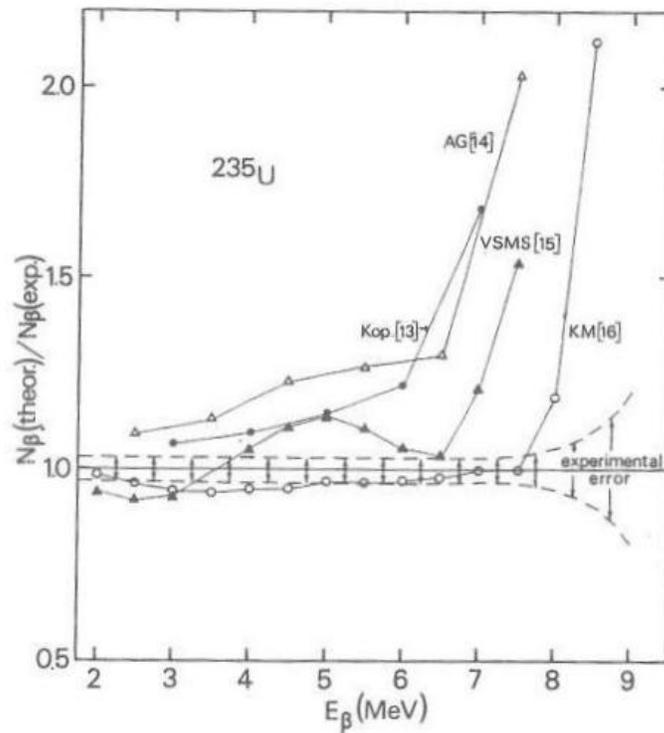


Figura 3.6 – Exemplo da produção de antineutrinos

resultado abaixo, feito pelo teste do  $\chi^2$ , que será explicado no capítulo 5.



**Figura 3.7** – Comparação dos dados experimentais com diversos cálculos teóricos para o espectro de  $\beta^-$  do  $^{235}\text{U}$ , o qual é usado para o cálculo do espectro de neutrinos [3]

**Tabela 3.1** – Valor de  $\chi^2$  para as duas parametrizações propostas

| Isótopo           | $\chi^2$ Huber       | $\chi^2$ Sinev       |
|-------------------|----------------------|----------------------|
| $^{235}\text{U}$  | $7,55 \cdot 10^{-4}$ | $8,77 \cdot 10^{-3}$ |
| $^{239}\text{Pu}$ | $2,64 \cdot 10^{-3}$ | $3,63 \cdot 10^{-3}$ |

Por fim, os dados experimentais e as parametrizações do espectro de neutrinos para os isótopos relevantes do combustível nuclear podem ser vistos na figura 3.9.

### 3.5 – Monitoração do Reator Nuclear através da Detecção de Neutrinos

No final da década de 70 surgiram as primeiras ideias para aplicação da física de antineutrinos [7]. A ideia inicial foi a monitoração do estado "on/off" do reator, ou seja, saber se uma usina nuclear está funcionando ou não observando apenas o número de neutrinos detectados nas proximidades, uma vez que se o reator nuclear for desligado, cessam-se as reações em cadeia e também a produção de elementos ricos em nêutrons, o que diminui a emissão e detecção de antineutrinos localmente. Atualmente, mostrou-se que com esta técnica podemos saber se um reator nuclear está funcionando ou

não com apenas algumas horas de detecção de antineutrinos, como mostra a figura 3.10, que representa a coleta de dados por hora do detector instalado na usina de San Onofre [8], nos E.U.A..

O monitoramento da potência térmica de um reator nuclear através da detecção direta de antineutrinos também é possível uma vez que pode-se definir esta potência como:

$$W_{th} = \sum_i F_i E_i^f \quad (3.V)$$

onde  $F_i$  é o número de fissões por segundo do isótopo  $i$  e  $E_i^f$  é a energia térmica liberada por fissão. Desta forma, temos uma fração da potência definida por:

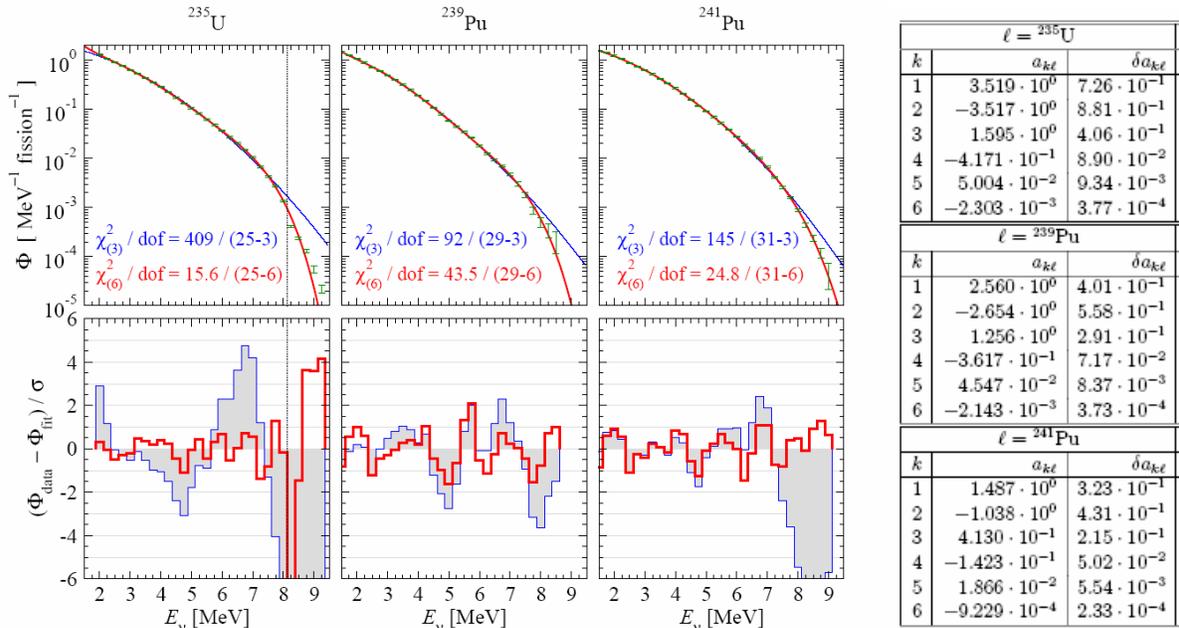
$$f_i(t) = \frac{F_i(t)E_i^f}{W_{th}} \quad (3.VI)$$

Assim, tanto a taxa de emissão de antineutrinos  $[n_{\bar{\nu}_e}(t)]$  quanto o número de antineutrinos detectados  $[N_{\bar{\nu}_e}(t)]$  podem ser expressos em termos da fração da potência e da potência total como:

$$n_{\bar{\nu}_e} = W_{th}(t) \sum_i \frac{f_i(t)}{E_i^f} \int dE_{\bar{\nu}_e} \varphi_i(E_{\bar{\nu}_e}) \quad (3.VII)$$

$$N_{\bar{\nu}_e}(t) = \left( \frac{T \cdot N_p}{4\pi D^2} \right) W_{th}(t) \sum_i \frac{f_i(t)}{E_i^f} \int dE_{\bar{\nu}_e} \sigma \varphi_i \varepsilon \quad (3.VIII)$$

onde  $\varphi_i(E_{\bar{\nu}_e})$  é o número de antineutrinos gerados pelo  $i$ -ésimo isótopo por fissão por MeV,  $\sigma$  é a seção de choque,  $\varepsilon$  é a eficiência de detecção,  $T$  é o tempo de detecção,  $N_p$  é o número de alvos do detector e  $D$  é a distância do detector à fonte.



**Figura 3.8** – Resultados da parametrização da referência [5] para  $K_1$  igual a 3 (linha azul) e 6 (linha vermelha) e os coeficientes  $a_{kl}$  para  $K_1 = 6$

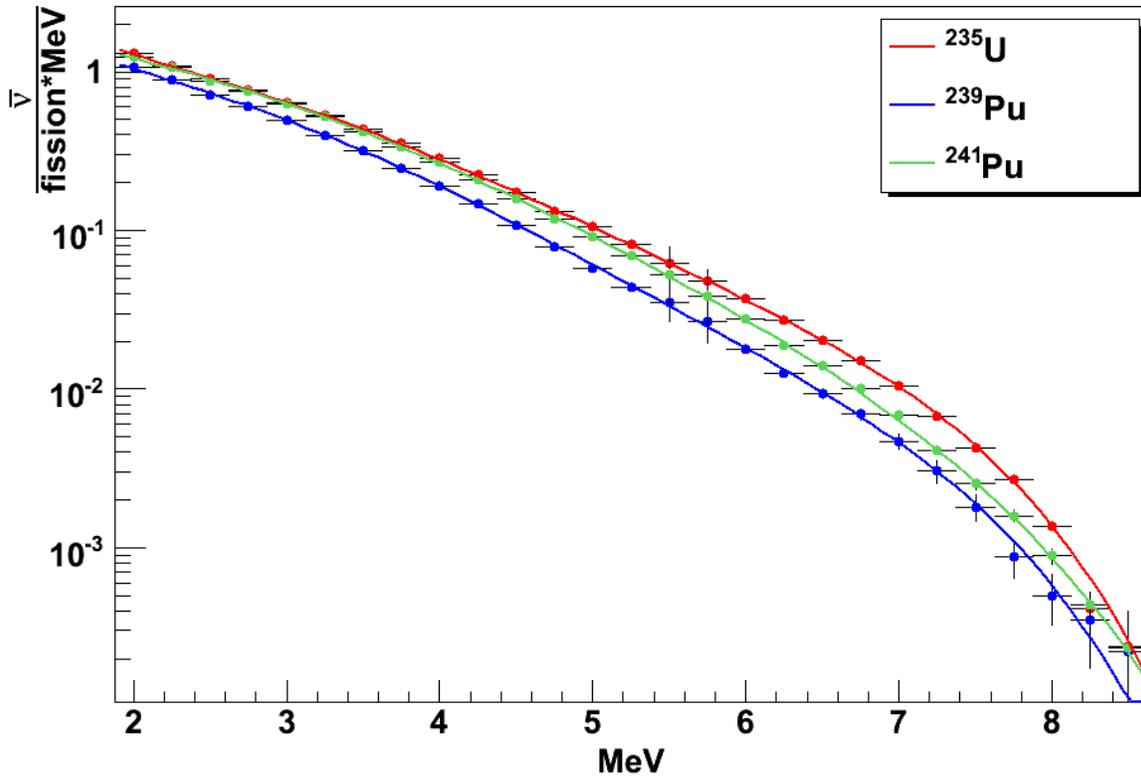


Figura 3.9 – Espectros de neutrinos experimentais e parametrizados para cada isótopo do combustível nuclear

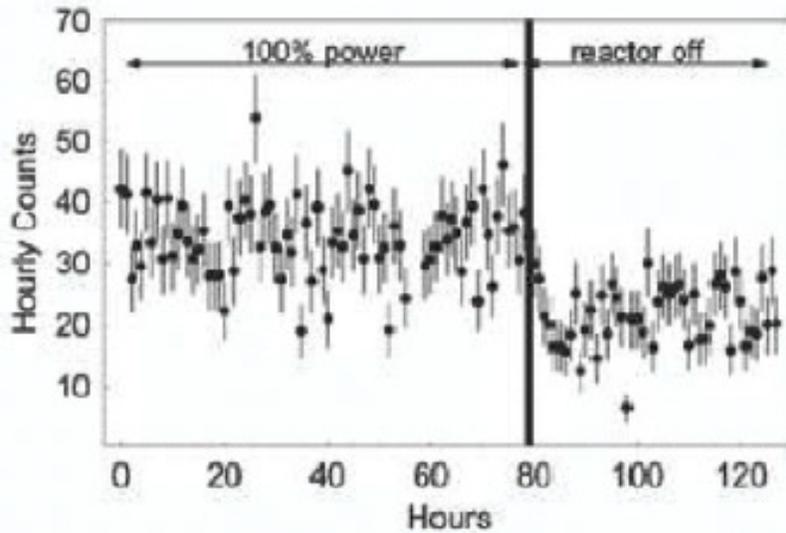


Figura 3.10 – Monitoração horária da contagem de antineutrinos para determinar o estado "on/off" do reator nuclear

A equação 3.VIII pode ser reescrita utilizando uma notação mais simples:

$$N_{\bar{\nu}_e}(t) = \gamma [1 + k(t)] W_{th}(t) \quad (3.IX)$$

onde  $\gamma$  é uma constante representando todos os termos que não variam com o tempo, como o número de alvos e a distância, por exemplo, e  $k(t)$  descreve a mudança no fluxo de antineutrinos de acordo com

as mudanças da composição do combustível nuclear. O fator  $\gamma$  pode ser escolhido de tal forma que o valor de  $k$ , no começo de um ciclo do reator, seja zero. Tipicamente, reatores comerciais operam com uma potência térmica constante, independente das taxas de fissão de cada isótopo. Assim, o fator  $k$  e, conseqüentemente, a taxa de detecção de antineutrinos, diminuem por um fator de 0,1 durante o curso de um ciclo do reator, dependendo da composição inicial do combustível e história de operação.

Assim, pode-se fazer um monitoramento da potência térmica liberada pelo reator e saber, remotamente, quando a usina está em funcionamento ou não, pela detecção de antineutrinos. Este método é importante, uma vez que na grande maioria dos tipos de usinas nucleares, a única forma de se ter acesso ao combustível nuclear, é cessando as reações em cadeia do reator, desligando-o por completo.

## REFERÊNCIAS – Capítulo III

- [1] J. Emsley, “*Nature's Building Blocks*”, Oxford University Press, (2001), pág. 479
- [2] M. Benedict and T. H. Pigford, “*Nuclear Chemical Engineering*”, McGraw-Hill Book Company, Inc., (1957)
- [3] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. Von Feilitzsch, *Phys. Lett. B*160, nº 4,5 , 325 (1985)
- [4] P. Huber and T. Schwetz, “Precision Spectroscopy with Reactor Antineutrinos” *Phys. Rev. D* 70 : 053011, 2004
- [5] A. A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletly, F. Von Feilitzsch, G. Colvin, and B. Krusche, *Phys. Lett. B*218, 365 (1989)
- [6] V. Sinev, Russian Research Center "Kurchatov Institute", Comunicação Pessoal
- [7] A. A. Borovoi and L. A. Mikaelyan, “*Possibilities of Practical Applications of Neutrinos*”, *At. Énerg.*, 44, Nº 6, 508-211 (1978)
- [8] A. Bernstein, N. S. Bowden, A. Misner e T. Palmer, “*Monitoring the Thermal Power of Nuclear Reactors with a Prototype Cubic Meter Antineutrino Detector*”, arXiv:0804.4723v1

# CAPÍTULO IV

## O Projeto Neutrinos ANGRA

A ideia de construir um detector de antineutrinos no Brasil surgiu no “*III Workshop on Future Low-Energy Neutrino Experiments*” realizado em Niigata, Japão, no ano de 2004, numa época em que estavam se estabelecendo as grandes colaborações internacionais para medidas de precisão do ângulo de mistura  $\theta_{13}$ , um dos últimos parâmetros ainda em aberto que descrevem a oscilação de neutrinos. O complexo nuclear de Angra dos Reis era uma das possibilidades para este tipo de experimento devido à combinação favorável de fatores, como a distância ao Morro do Frade, pois este forma uma blindagem natural contra a radiação cósmica, melhorando os resultados devido à redução dos erros sistemáticos, além de ser uma distância preferencial, na faixa de energia típica de neutrinos de reatores, para a medida do primeiro mínimo da probabilidade de sobrevivência dos antineutrinos emitidos, devido à oscilação de sabor.

Entretanto, as colaborações em escala mundial focalizaram seus esforços e recursos em dois experimentos: Double CHOOZ (França) e Daya Bay (China). Isto ocorreu pois o experimento de Double CHOOZ já possuía recursos significativos decorrente da experiência anterior com o experimento CHOOZ e Daya Bay já tinha os recursos financeiros aprovados para início de operação. Assim, o Projeto Neutrinos ANGRA não foi descontinuado, mas houve uma alteração no seu objetivo principal, que passou a ser a monitoração do reator e combustível nuclear através da detecção de antineutrinos, sendo que o grupo está participando ativamente da colaboração de Double CHOOZ.

O desenho inicial do detector do Projeto ANGRA também teve que ser alterado devido às

medidas de segurança e prioridades da Eletronuclear, que é a empresa subsidiária da Eletrobrás, responsável pela operação e construção das usinas nucleares no Brasil. No quesito segurança, a mudança ocorreu pois os cintiladores, material inicialmente proposto como alvo do detector, como será mostrado nas seções seguintes, são substâncias inflamáveis, e uma grande quantidade localizada nas proximidades da redoma de contenção poderia causar riscos à sua estrutura em caso de explosão. Na questão prioridade, o ideal seria que o detector estivesse localizado em um fosso para ser blindado contra a radiação cósmica. Porém, somente os engenheiros da Eletronuclear podem fazer a prospecção do solo e o projeto do empreendimento, fazendo com que a prioridade para o Projeto Neutrinos ANGRA fosse reduzida, já que foram iniciadas as obras de construção da usina Angra III, absorvendo todo o tempo útil dos funcionários da Eletronuclear. Dadas estas circunstâncias, os esforços imediatos foram concentrados em construir um detector a base de água e que opere na superfície, no contêiner já instalado nas mediações da contenção do reator nuclear de Angra II. Entretanto, a médio prazo, não está descartada a hipótese da construção do fosso fora da zona protegida ( $R > 60\text{m}$  do reator), que abrigue um detector com material cintilador. Portanto ao longo do trabalho incluímos a comparação de desempenho de ambas as configurações.

Assim, neste capítulo iremos descrever como se dá a detecção de antineutrinos, explicitando os detalhes do Projeto Neutrinos ANGRA, no qual se encontra inserido este trabalho.

## **4.1 – Objetivos**

Os objetivos que culminaram na formação da colaboração do Projeto Neutrinos ANGRA são:

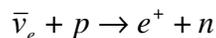
- Monitorar, com precisão da ordem de 1%, a potência térmica gerada pelo reator, através da taxa de neutrinos observados no detector [1];
- Determinar a composição isotópica do combustível nuclear através da espectroscopia de neutrinos [2];
- Medir o ângulo de mistura  $\theta_{13}$ , parâmetro intrínseco da oscilação de neutrinos, ainda desconhecido pela física de partículas elementares [3].

## **4.2 – O Detector**

O detector foi planejado inicialmente para manter o tamanho reduzido, requisito de detectores aplicados a salvaguardas, e assim mesmo alcançar o desempenho de detectores mais complexos, como os empregados em experimentos de física fundamental de neutrinos [4], que, em princípio, permitem realizar medidas espectrais com precisão. Para tanto, adota-se o padrão de detector de 3 volumes

concêntricos, feito de 4 subsistemas:

**i) o alvo:** volume central dedicado à detecção de neutrinos; recipiente cilíndrico de acrílico (diâmetro = 1,1 m, altura = 1,3 m) preenchido com cintilador líquido dopado com gadolínio, propício para a detecção de antineutrinos via o decaimento beta-inverso:



sendo representado pela figura 4.1.

A assinatura das interações de antineutrinos é fornecida pela detecção simultânea dos secundários da reação acima. O pósitron gera um primeiro sinal luminoso no cintilador líquido, seguido pelo sinal dos gamas que seguem a captura do nêutron. A energia dos antineutrinos é obtida da energia do pósitron pela relação  $E_\nu = E_{e^+} + \Delta M_{np}$ , ou seja, a energia do pósitron somada com a energia correspondente à diferença de massa entre o nêutron e o próton. O cintilador deve conter uma concentração entre 0,1 e 0,5% de gadolínio, elemento que aumenta a eficiência de captura de nêutrons de um fator até  $10^5$  quando comparada com o processo de formação do dêuteron. A melhor eficiência de captura se traduz no aumento da relação sinal-ruído.

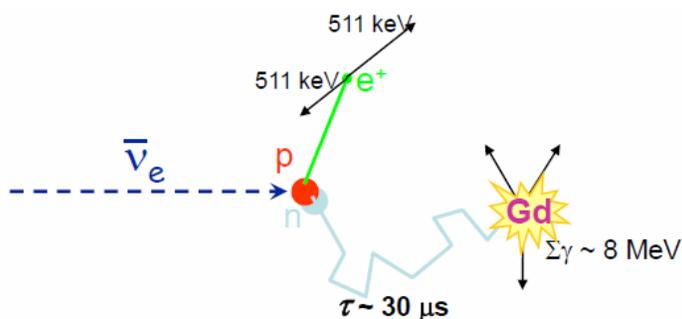


Figura 4.1 – Representação Esquemática da Detecção de um Antineutrino Eletrônico

**ii) o coletor de gamas:** cilindro acrílico intermediário, preenchido com cintilador líquido não dopado, com raio e altura 0,3 m maiores que o alvo. O coletor de gamas estende o volume fiducial do alvo para detecção de gamas gerados na captura do nêutron.

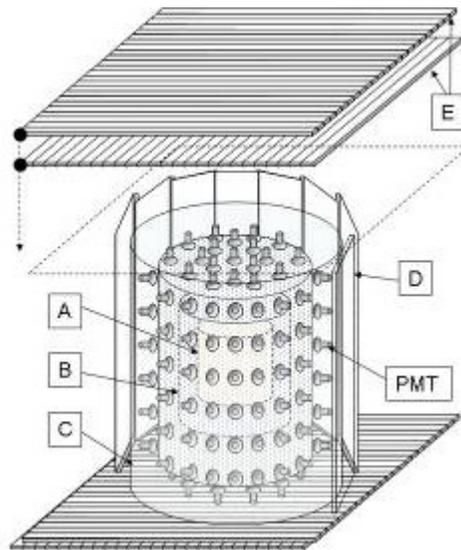
**iii) o absorvedor:** cilindro externo, metálico, preenchido com óleo mineral para blindar o alvo e o coletor de gamas, absorvendo a radioatividade local, incluindo a das PMTs;

**iv) o veto:** sub-sistema mais externo, que atua como filtro de sinais espúrios induzidos por múons da radiação cósmica.

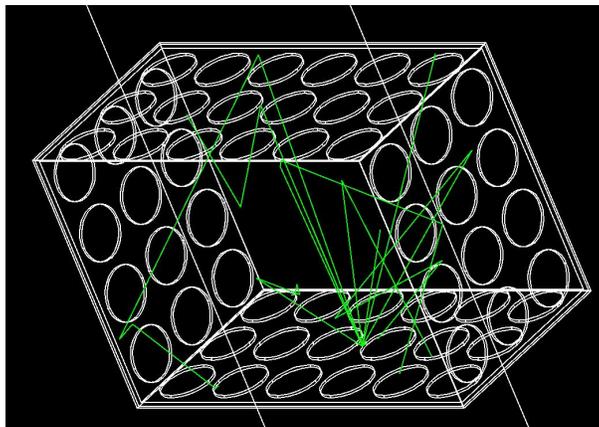
A figura 4.2 mostra o esquema deste detector formado pelos 3 volumes e 4 subsistemas.

Adicionalmente, existe a proposta para a construção de um detector a base de água, sendo que a detecção é via radiação Cherenkov, o que diminui os custos do projeto além de reduzir os riscos, uma

vez que cintiladores líquidos são compostos orgânicos inflamáveis. Outra motivação para um detector a base de água está relacionado às diretrizes da Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA) para novas tecnologias em verificação de salvaguardas, que requisitou aos grupos de pesquisa envolvidos com este tipo de detector que incluíssem em sua pauta de desenvolvimento detectores com tecnologias cada vez mais simplificadas, robustas e de fácil transporte e instalação. Desta forma, uma proposta inicial para este tipo de detector é um paralelepípedo contendo água (1 m de comprimento, 0,68 m de largura e 1,47 m de altura) como sendo o alvo, com 60 fotomultiplicadoras distribuídas em 4 de suas faces e o sistema de veto é análogo ao descrito anteriormente. A figura 4.3 mostra um esboço em GEANT4 deste detector, onde cada círculo representa uma PMT.



**Figura 4.2:** Desenho esquemático do detector mostrando seus subsistemas. A) alvo de neutrinos, B) coletor de gamas, C) absorvedor, D) cintiladores plásticos verticais do veto, E) Sistema X-Y de cintiladores plásticos horizontais do veto. Em (E) os cintiladores aparecem deslocados de sua posição verdadeira, que é justaposta à tampa superior do cilindro, apenas para efeitos de visualização. PMT) Indica uma das unidades fotomultiplicadoras (sensores de luz)



**Figura 4.3 –** Esquema em GEANT4 para o detector a base de água, sendo as PMTs representadas pelos círculos [5]

### 4.3 – Situação Atual

O Projeto ANGRA Neutrinos já está em estágio de implantação e teve avanços significativos. Em um acordo inicial com engenheiros de segurança da central nuclear, foi identificado um local adequado, nas adjacências de Angra-II, a cerca de 25 metros do reator, para instalação do sítio experimental, que deve ser inicialmente composto por um laboratório de  $\sim 15 \text{ m}^2$  para acomodar instrumentos de medida de radiações locais (múons, gamas e nêutrons) e um protótipo do alvo de neutrinos, com o qual devemos obter a relação entre sua taxa de contagem e a potência térmica do reator, sendo que durante o mês de setembro de 2008, um contêiner foi instalado nos arredores da usina. A figura 4.4 mostra uma foto do local, e está-se utilizando-o como laboratório local para medidas das radiações de fundo e características físicas do local. Em uma segunda fase, prevê-se a instalação do detector em sua versão completa, em uma sala experimental a 10 m de profundidade, para blindagem contra a radiação cósmica sendo que já houve um pedido encaminhado às instâncias competentes da Eletronuclear para estudos de uma sala subterrânea para abrigar o detector de neutrinos. Também estão em testes cintiladores líquidos do tipo LAB para verificar sua possível utilização. Com relação à eletrônica de aquisição de dados, já existe um protótipo para o Flash ADC e estudos sobre o sistema de DAQ. Há trabalhos em andamento sobre três tipos de geometrias, diferentes daquela proposta inicialmente, que reduziriam o número de fotomultiplicadoras, e o custo, sem perdas significativas em desempenho.



**Figura 4.4** – Contêiner instalado ao lado da contenção de concreto do reator de ANGRA II

## 4.4 – Número Esperado de Eventos de Neutrino

As taxas esperadas para eventos de antineutrinos podem ser calculadas exatamente integrando uma expressão que envolve características do detector e da fonte emissora de neutrinos. Como foi descrito na seção 4.2, a principal reação de detecção de neutrinos é via o decaimento beta-inverso, tendo um pósitron como um dos secundários. O número de pósitrons registrados no detector, para um tempo de medida T em um dado intervalo  $i$  de energia (bin) do pósitron pode ser calculado por:

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi\pi^2} \sum_l N_l^{fis} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_l(E_\nu) R_i(E_\nu) \quad (4.I) \quad [2]$$

onde  $N_l^{fis}$  é o número de fissões por segundo do elemento  $l$ ,  $\sigma(E_\nu)$  é a seção de choque e  $R_i(E_\nu)$  é a função resposta do detector para o intervalo  $i$  (incluindo resolução em energia e a eficiência).

Entretanto, uma estimativa simples pode ser obtida se usarmos alguns valores médios e grandezas típicas [6] na expressão seguinte, que fornece a taxa de contagem ( $T_\nu$ ) em um detector com  $N_p$  partículas-alvo (prótons) a uma distância D da fonte (reator), admitindo a ausência de oscilações<sup>1</sup>:

$$T_\nu = N_f \cdot \langle \sigma \rangle \cdot N_p \cdot (4\pi D^2)^{-1} \quad (4.II)$$

onde  $N_f = 6,241 \cdot 10^{18} s^{-1}$  ( $P_{th}$  [MW] / W[MeV]), onde  $P_{th}$  é a potência térmica liberada pelo reator,  $W=203,78$ MeV é a energia média liberada em cada fissão e  $\langle \sigma \rangle = 5,825 \cdot 10^{-43} cm^2/fissão$  é a seção de choque ponderada em energia. Considerando um cintilador do tipo PXE (Phenyl-Xylylethane) cuja fórmula, densidade e peso molecular são, respectivamente,  $C_{16}H_{18}$ ,  $0,988g/cm^3$  e  $212,2g/mol$ , e uma potência térmica  $P_{th}=4GW$ , valor típico para as atuais unidades PWR empregadas em um grande número de usinas, tem-se a equação final de eventos por dia em função do volume do detector e da distância do mesmo ao centro do reator:

$$T_\nu = (V/D^2) \cdot 2,488 \cdot 10^6 \text{ [eventos/dia]} \quad (4.III)$$

onde V é o volume do detector, em metros cúbicos e D está em metros. O resultado desta equação pode ser visto na figura 4.5, onde estão indicadas duas possíveis distâncias para uma configuração do detector como descrito na seção 4.2.

Para o caso do detector a base de água ( $H_2O$ ), considerou-se uma tonelada ( $1 m^3$ ) deste elemento para obter a equação:

$$T_\nu = (V/D^2) \cdot 3,215 \cdot 10^6 \text{ [eventos/dia]} \quad (4.IV)$$

cujas unidades de V e D são as mesmas para a equação 4.III e o resultado é representado pela figura

<sup>1</sup> Hipótese plausível no caso de detectores muito próximos à fonte.

4.6, onde está indicada a distância de 25m do reator.

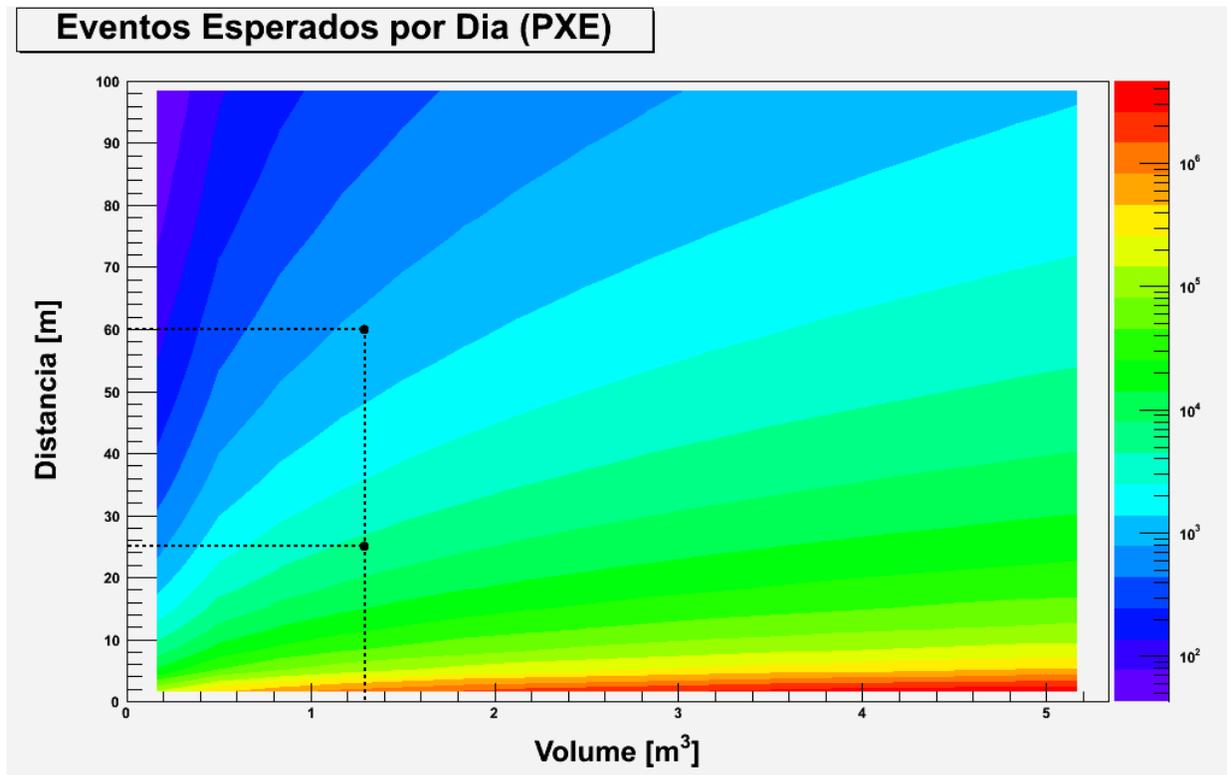


Figura 4.5 – Eventos de neutrinos esperados para um detector utilizando cintilador líquido (PXE)

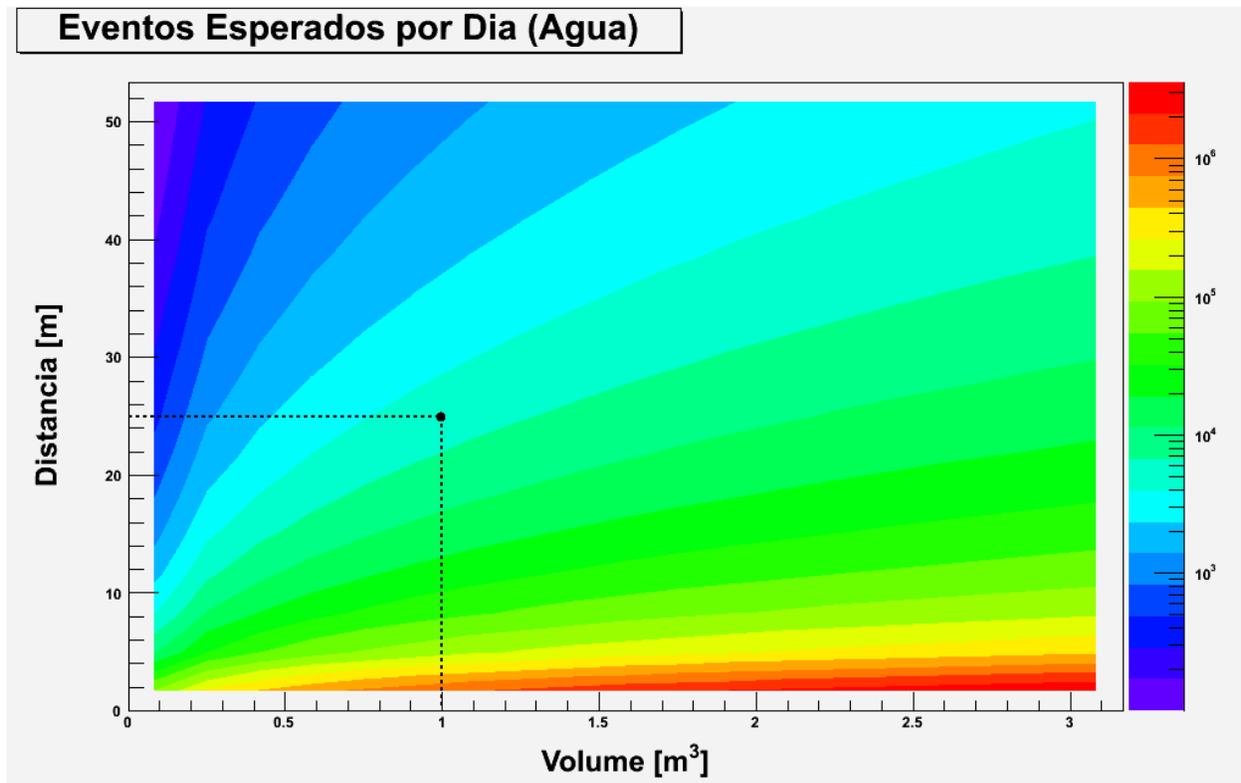


Figura 4.6 – Eventos de neutrinos esperados para um detector utilizando água

Na tabela 4.1, podem-se ver alguns resultados do cálculo da taxa média de eventos, para algumas configurações de distância e tipo de detecção usado, considerando uma eficiência de detecção de 100%.

**Tabela 4.1** – Estimativas da Média de Eventos Diários para Algumas Configurações

| <b>Distância [m]</b> | <b>PXE (1,235 m<sup>3</sup>)</b> | <b>H<sub>2</sub>O (1 m<sup>3</sup>)</b> |
|----------------------|----------------------------------|---|
| 25 m                 | 4917 eventos / dia               | 5144 eventos / dia                      |
| 60 m                 | 854 eventos / dia                | 893 eventos / dia                       |

#### **4.5 – Ruído de Fundo e Falsos Positivos**

A usina nuclear Angra I tem uma potência térmica da ordem de 1876MW e está situada a cerca de 200 metros de distância da usina Angra II. Aplicando a equação 4.II para um detector que utilize PXE como alvo cintilador, espera-se uma contaminação de ~1%, sendo assim a principal fonte de ruído de fundo (*background*), ou seja, eventos registrados que não pertencem à fonte analisada.

Outras fontes de registro de eventos de antineutrinos que não são formados a partir do reator da usina Angra II são aqueles gerados pelos elementos radioativos naturais presentes no ambiente, que podem sofrer decaimentos beta emitindo o antineutrino, além dos gerados pela radiação cósmica.

Já os falsos positivos são eventos registrados como um antineutrino, mas que foram gerados por outros fatores. Exemplos de falso positivo são os eventos que tem a mesma estrutura da detecção do antineutrino, como mostramos na seção 4.2.i. Eles podem ser coincidências aleatórias entre duas deposições de energia de decaimentos de radionuclídeos naturais e outras fontes, como os múons da radiação cósmica que podem chocar-se com átomos liberando nêutrons, que ocasionalmente podem chocar-se com prótons do detector que vão deixar um sinal semelhante ao pósitron. Este nêutron pode ainda ser capturado pelo gadolínio, mascarando um genuíno evento de antineutrino.

Todos estes ruídos podem ser analisados e estudados quando a usina de Angra II é desligada por cerca de um mês para a troca do combustível nuclear e especificações de rotina do maquinário. Assim, podemos ter uma estatística destes ruídos para ser o zero do detector, ou seja, poderemos considerar as contagens e o espectro em energia devido ao ruído. Adicionalmente, monitores da radiação local, como detectores Geiger, de nêutrons e radiação gama, estão sendo instalados no contêiner para caracterização da radiação ambiente.

## REFERÊNCIAS – Capítulo IV

- [1] Yu. V. Klimov et al., “*Neutrino method remote measurement of reactor power and power output*”, Atomic Energy, 76, 123, 1994
- [2] P.Huber and T.Schwetz, “Precision Spectroscopy with Reactor Antineutrinos” Phys. Rev. D 70 : 053011, 2004
- [3] [J.C. Anjos et al., "Angra dos Reis reactor neutrino oscillation experiment"](#), Braz. J. Phys. 36:1118-1123, 2006
- [4] Goesgen : Zacek G. et al., 1986, Phys. Rev. D34, 2621. Bugey : Achkar B. et al., 1995, Nucl. Phys. B434, 503. Chooz: Apollonio et al., Eur.Phys.J., C27, 331, 2003. KamLAND: A.Suzuki, Nucl. Phys. Proc. Suppl., 137, 21,2004. Palo Verde : F.Boehm at al., Phys.Rev., D64, 112001, 2001
- [5] P. Chimenti, “*Status of the Angra Software*”, VI Workshop do Grupo de Física e Astrofísica de Neutrinos, Universidade Federal do ABC, 2009: <http://sites.google.com/site/nuworkshop2009/arquivos>
- [6] Experimento Double-CHOOZ, arXiv:hep-ex/0405032

## Simulando Eventos de Antineutrinos

Neste capítulo mostraremos os métodos e procedimentos utilizados para fazer as simulações dos eventos de antineutrinos registrados pelo detector do Projeto Neutrinos ANGRA. Todas as simulações foram feitas utilizando o ROOT [1] na versão 5.18/00b, sendo assim, faremos uma breve introdução ao mesmo.

### 5.1 – O ROOT

O ROOT é um pacote de ferramentas de cálculos para análise de dados desenvolvido pelo Centro Europeu de Pesquisas Nucleares – CERN, bastante difundido no meio da física de altas energias. Ele fornece métodos e bibliotecas em código C++ que auxiliam na manipulação e análise de grandes conjuntos de dados. Este pacote possui capacidade de geração de distribuições aleatórias, análises estatísticas sofisticadas, cálculo diferencial e integral numérico.

Entre as várias opções que podem ser realizadas com o ROOT estão:

- histogramas, gráficos e funções de dados em 2 e 3 dimensões;
- ajuste de curvas e distribuições de pontos discretos;
- estudar a relação entre as várias variáveis físicas de um evento;
- impor condições (filtros) aos dados analisados;
- minimizar funções.

O ROOT utiliza a linguagem de programação orientada a objeto do C++, ou seja, todos os procedimentos e funções criadas para a simulação foram escritas nesta linguagem.

## 5.2 – Cálculo do Tempo, da Energia e do Isótopo dos Antineutrinos

O primeiro passo da simulação foi a geração do conjunto de dados dos antineutrinos registrados pelo detector. Esta simulação pode ser feita de duas maneiras diferentes que são as chamadas simulação completa e simulação rápida.

i) **Simulação Completa:** Este tipo de simulação é nomeada de completa pois nela são considerados todos os processos que contribuem na detecção de antineutrinos. Assim, todos os átomos do combustível nuclear e o fluxo de nêutrons no reator são levados em conta para fazer-se a fissão de cada átomo e calcular quais átomos serão gerados após essa fissão, tendo em vista as distribuições de probabilidade, ilustradas pela figura 3.2, para cada isótopo físsil. Dados os átomos resultantes, faz-se o decaimento beta dos mesmos seguindo as probabilidades para cada tipo de decaimento que é permitido pelo elemento, sendo que estes dados poderiam ser adquiridos de tabelas de física nuclear. O próximo passo, após sabermos qual decaimento irá ocorrer, é calcular a energia do antineutrino emitido para então fazer a interação dele com os alvos, prótons, do detector, sendo que esta interação tem um secção de choque da ordem de  $10^{-43} \text{ cm}^2$ . Portanto, para este tipo de simulação é preciso gerar os  $10^{20}$  antineutrinos produzidos por segundo, considerando cada passo para a geração dos antineutrinos individualmente, para finalmente termos a taxa média da ordem de  $10^3$  antineutrinos detectados por dia.

ii) **Simulação Rápida:** Já neste tipo de simulação, ao invés de gerar todos os antineutrinos produzidos, considera-se só a taxa média dos que são detectados, como foi explicado na seção 4.4. Portanto, só nos resta calcular a energia das partículas. Este cálculo é feito utilizando um novo espectro que está ponderado pela secção de choque do decaimento beta inverso, que é descrita pela equação:

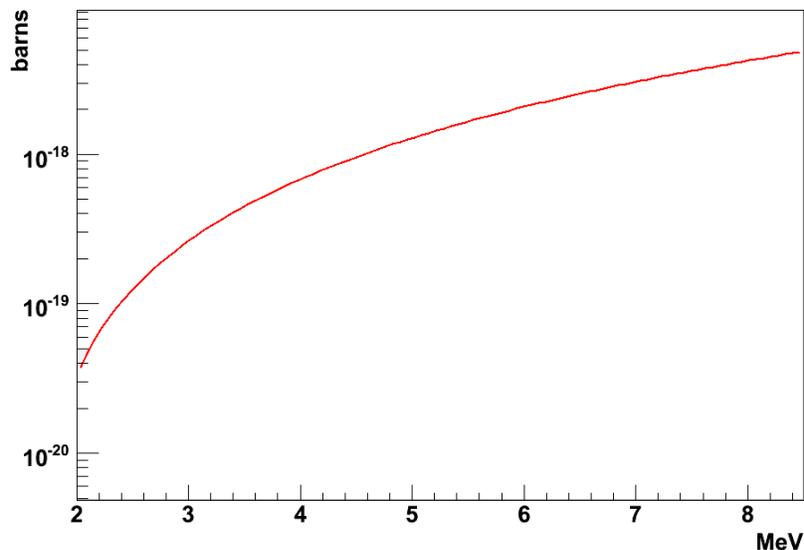
$$\sigma(E) = 9,45 \cdot 10^{-44} (E - 1,293) \sqrt{(E - 1,293)^2 - m_e^2} \quad [cm^2] \quad (5.1) [2]$$

onde E é a energia do antineutrino e  $m_e$  é a massa do elétron em MeV. A forma da curva descrita por esta equação está ilustrada na figura 5.1, enquanto o resultado da ponderação está representado na figura 5.2 para o  $^{235}\text{U}$ .

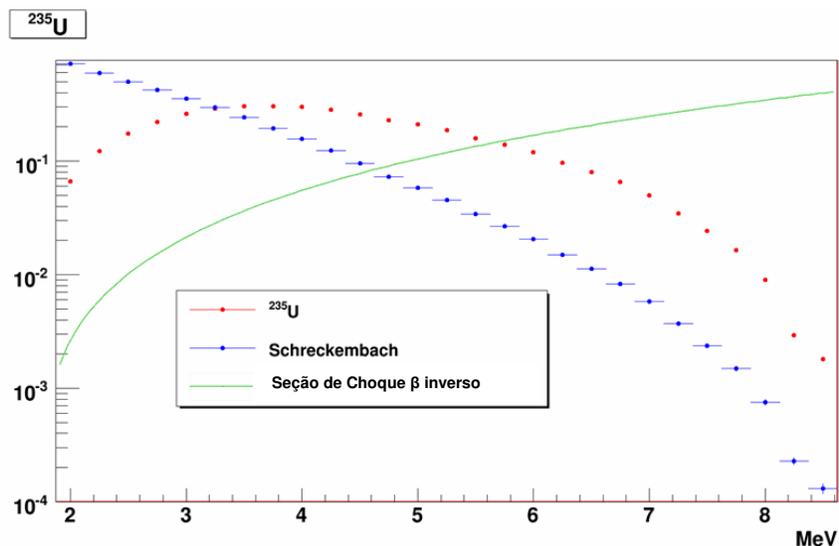
Portanto, por uma questão de economia de tempo, escolheu-se a simulação rápida pois, além de ser mais simples sua implementação, não é necessário gerar os dados que não foram detectados.

Assim, tendo sido escolhido o tipo de simulação a ser usada para construção do algoritmo que irá criar o conjunto de dados coletados pelo detector, optou-se pelo formato simples em que a saída do algoritmo de simulação fosse um arquivo contendo duas colunas, uma para a energia do evento e outra para o tempo, representando quando o evento ocorreu. Consequentemente, cada linha do arquivo

correspondia a um antineutrino detectado.



**Figura 5.1** – Seção de choque, em barns, em função da energia do antineutrino incidente em um próton



**Figura 5.2** – Espectro experimental de antineutrinos do  $^{235}\text{U}$  ponderado com a seção de choque de interação. As três curvas estão normalizadas para a unidade

Desta forma, o primeiro passo foi saber quanto tempo se passou entre dois eventos consecutivos. Com este objetivo, assumimos que a detecção de antineutrinos segue a estatística de Poisson, dada pela equação:

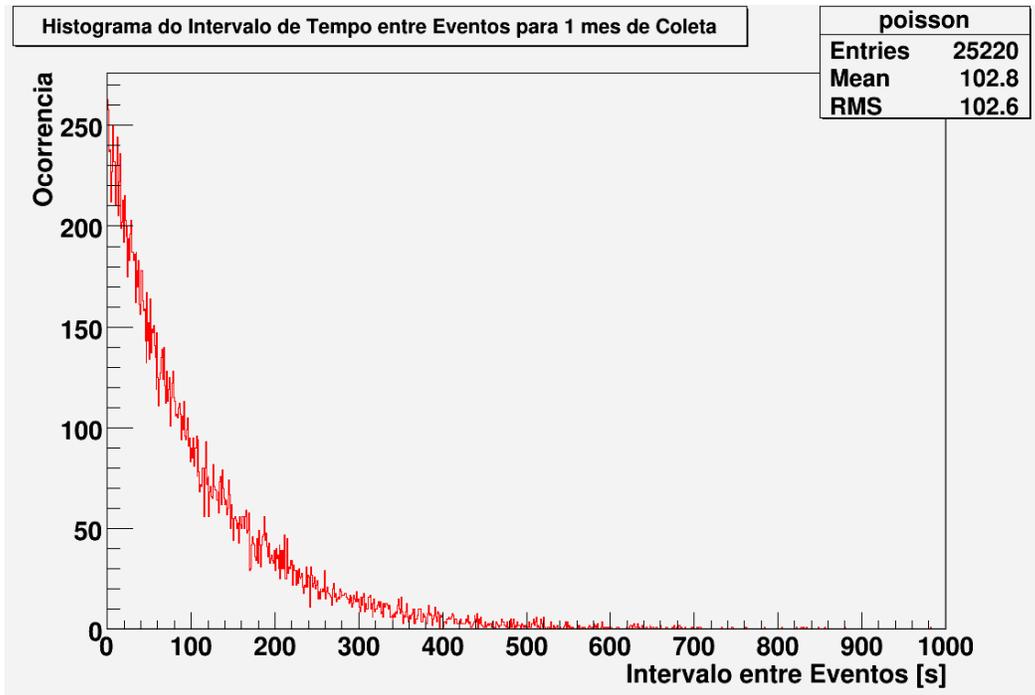
$$f(k; \lambda) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \quad (5.II)$$

Para nosso caso, temos que  $k=0$ , pois desejamos um intervalo de tempo em que não há eventos, e  $\lambda$  é o produto da frequência média (F) dos eventos pelo intervalo de tempo ( $\Delta t$ ). Então, a equação (5.II) ficará na forma:

$$f(0; F, \Delta t) = e^{-F \cdot \Delta t} \quad (5.III)$$

sendo que F são os mesmos descritos pela tabela 4.1, mas dados em unidades de eventos/segundo.

Como exemplo, considerando um detector a base de cintilador líquido distante 60 metros do núcleo do reator, a taxa diária esperada será de 854 eventos, ou  $9,88 \cdot 10^{-3}$  eventos por segundo, temos um tempo médio entre eventos de 101,17 segundos. A figura 5.3 representa o histograma do tempo entre eventos para um mês de coleta de dados nesta configuração



**Figura 5.3** – Histograma do tempo entre eventos para um mês de coleta de dados utilizando um detector a 60m do reator

Após termos estabelecido o tempo transcorrido para a detecção de um antineutrino, fazemos a evolução do combustível nuclear. A maneira correta de obter-se esta evolução, seria calcular as equações 3.II utilizando os parâmetros e coeficientes referentes à usina Angra II. Entretanto, tais coeficientes ainda não foram fornecidos pelos técnicos da Eletronuclear, motivo pelo qual foi utilizado uma parametrização das curvas do gráfico da figura 1.5, com o objetivo de escolher o isótopo responsável pela emissão do antineutrino detectado. As equações deste gráfico são:

$$\begin{aligned}
 {}^{235}\text{U}(t) &= {}^{235}\text{U}_0 + A \cdot e^{-t/w} \\
 {}^{239}\text{Pu}(t) &= {}^{239}\text{Pu}_0 + B \cdot (1 - e^{-t/z}) \quad (4.IV) \\
 {}^{241}\text{Pu}(t) &= {}^{241}\text{Pu}_0 + C \cdot t \\
 {}^{238}\text{U}(t) &= 0,076
 \end{aligned}$$

cujos valores dos coeficientes estão na tabela 5.1.

**Tabela 5.1** – Coeficientes da Parametrização Matemática da Evolução Temporal do Combustível Nuclear

| $^{235}\text{U}_0$ | <b>A</b> | <b>w [dia<sup>-1</sup>]</b> | $^{238}\text{Pu}_0$ | <b>B</b> | <b>z [dia<sup>-1</sup>]</b> | $^{239}\text{Pu}_0$ | <b>C [dia<sup>-1</sup>]</b> |
|--------------------|----------|-----------------------------|---------------------|----------|-----------------------------|---------------------|-----------------------------|
| 0,29(2)            | 0,42(2)  | 480(30)                     | 0,1973(7)           | 0,242(7) | 300(10)                     | 0,0255(7)           | $1,26(3) \cdot 10^{-4}$     |

Conhecendo a composição isotópica do combustível no instante em que o antineutrino foi gerado, escolhemos o isótopo responsável pela geração da partícula, ponderando o peso desta escolha pelas porcentagens de contribuição de cada elemento.

A partir do elemento gerou o antineutrino, o último passo é o cálculo da energia com que ele foi produzido, usando como função de probabilidade os espectros ponderados, como explicado anteriormente (figura 5.4).

Porém, ao fim desta simulação e feito alguns testes, percebeu-se que um importante efeito da detecção de antineutrinos de reatores nucleares, o burn-up, não era observado. O efeito de burn-up é caracterizado pela queda gradual na detecção de antineutrinos mesmo sabendo do fato de que a taxa de fissões nucleares se mantenha constante no reator nuclear, como é mostrado na figura 5.5, em que temos uma queda de cerca de 5% na contagem diária antes de o reator ser desligado para reposição do combustível.

Na figura 5.5, também pode-se notar um aumento na contagem de antineutrinos após o reator voltar a funcionar com o combustível novo. Este fato, de decréscimo e aumento na taxa de detecção, ocorre pois o combustível nuclear está mudando, como dito anteriormente. Pela figura 5.4 vemos que o  $^{239}\text{Pu}$  tem uma produção de antineutrinos e energia média menor e, como a tendência é uma diminuição nas fissões do  $^{235}\text{U}$  e um aumento para o  $^{239}\text{Pu}$ , é de se esperar que ocorra uma queda na taxa média de antineutrinos detectados e na energia média. O motivo pelo qual não foi observado este efeito nos resultados da nossa simulação foi por termos utilizado uma taxa constante, dada pela equação 4.II, da detecção de antineutrinos, sendo que este valor muda com o passar do tempo. Assim, para a resolução deste problema, inserimos uma função linear para diminuir esta taxa em 5% ao passar de um ano, como foi observado pelos experimentos Americano e Russo. Portanto, o resultado final da simulação pode ser visto na figura 5.6, onde cada ponto representa o número de antineutrinos detectados em um dia.

Como forma de resumir todo o processo de simulação descrito acima, a figura 5.7 representa um fluxograma de todos os passos da simulação. Nesta figura, o quadrado laranja representa todas as análises dos dados que podem ser feitas, sendo que algumas serão apresentadas a seguir, e as linhas pontilhadas representam caminhos alternativos para a simulação, como considerar o combustível estático ou um detector perfeito, ou seja, com 100% de eficiência de detecção.

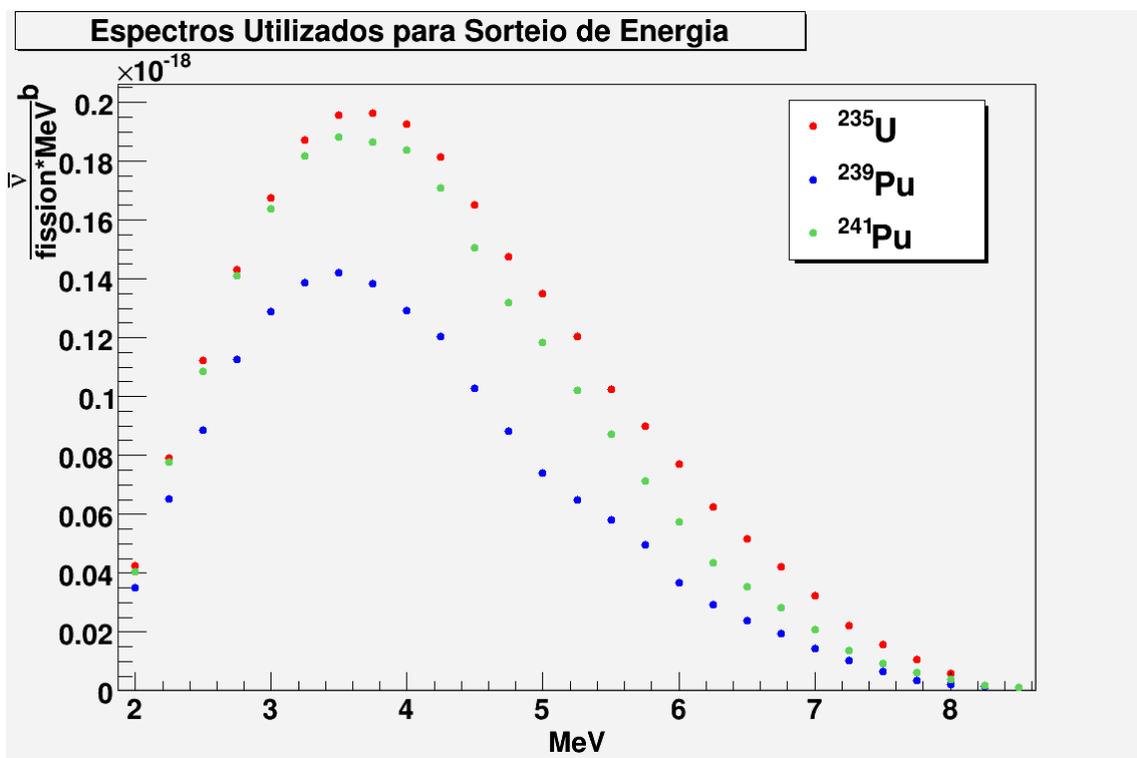


Figura 5.4 – Espectros convolvidos com a seção de choque para os elementos físeis considerados no sorteio da energia do antineutrino gerado

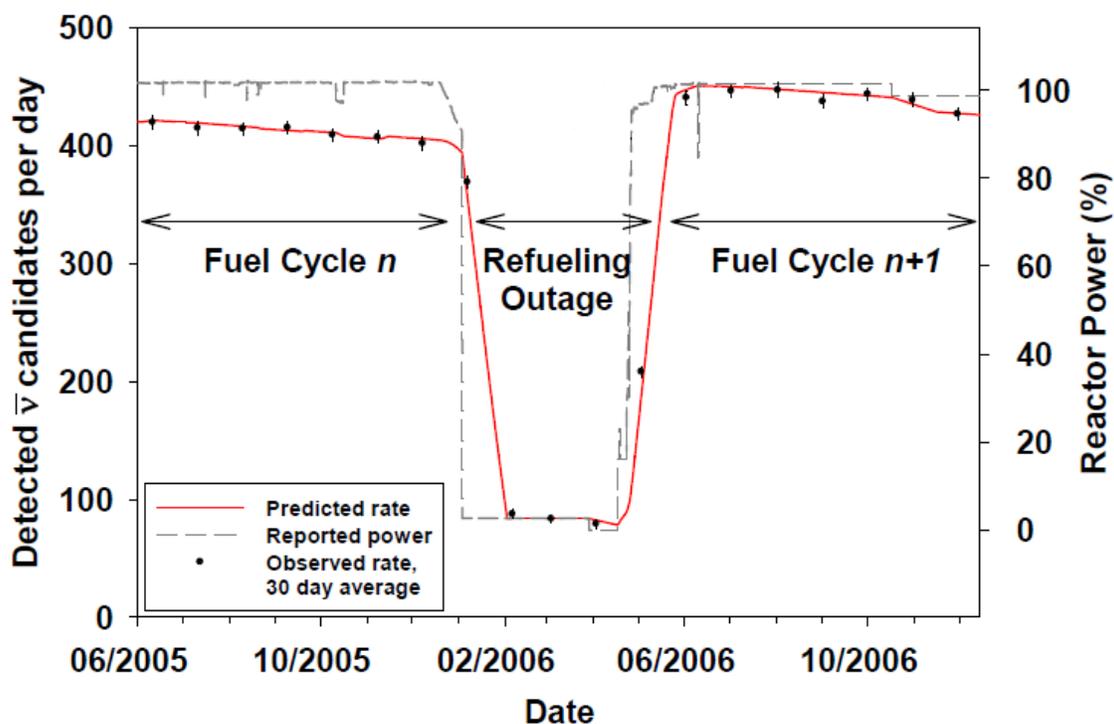


Figura 5.5 – Comparação da potência térmica informada e calculada através da detecção de antineutrinos [3]

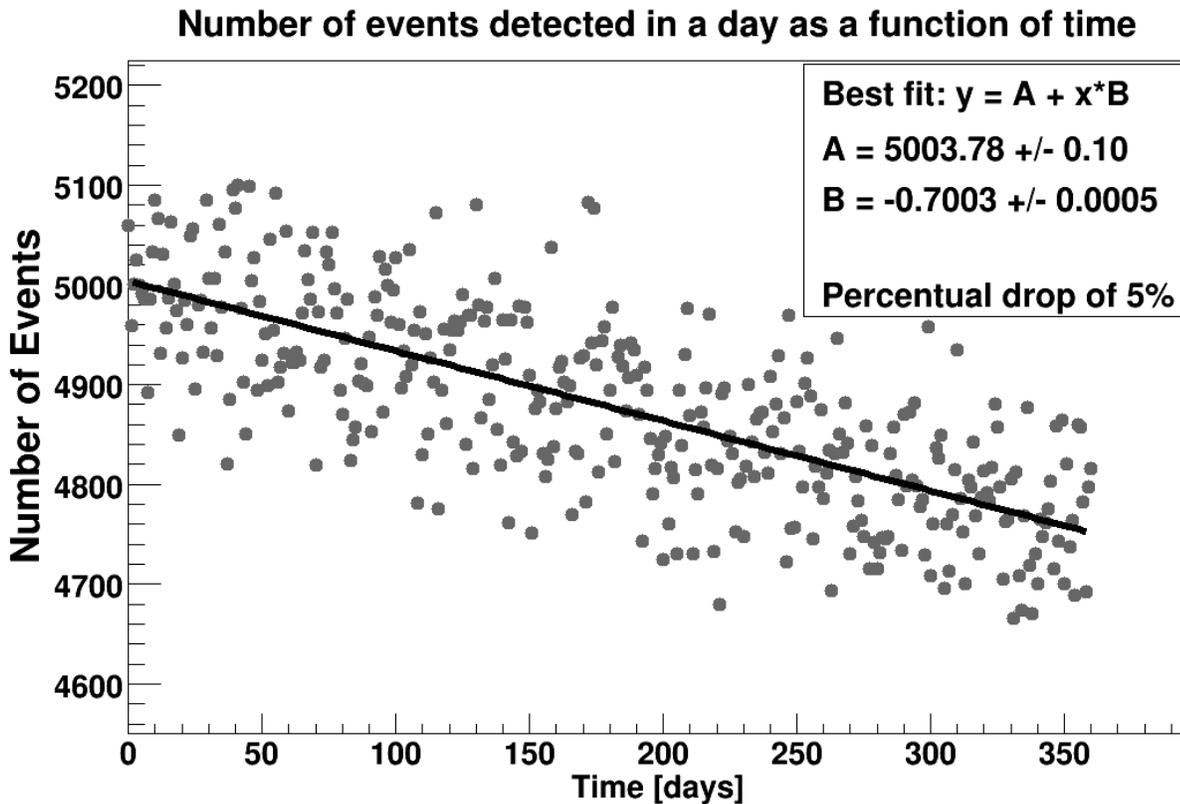


Figura 5.6 – Resultado da simulação de um ano de detecção de antineutrinos. Cada ponto representa um dia de acumulação de eventos

Finalmente, tendo em mão um algoritmo que gere os dados de detecção de antineutrinos produzidos por um reator nuclear, pode-se partir para a análise destes dados com a finalidade de atingir o objetivo inicial deste trabalho, que é a verificação da possibilidade de fazer espectroscopia do combustível nuclear através da detecção de neutrinos e a procura de um tempo de integração de eventos, que dirá se houve ou não mudança na composição inicial deste combustível. Este objetivo é ilustrado pela figura 5.8, onde os pontos pretos representam o espectro detectado e os pontos coloridos representam a contribuição de cada isótopo físsil deste espectro, que é a informação que desejamos descobrir.

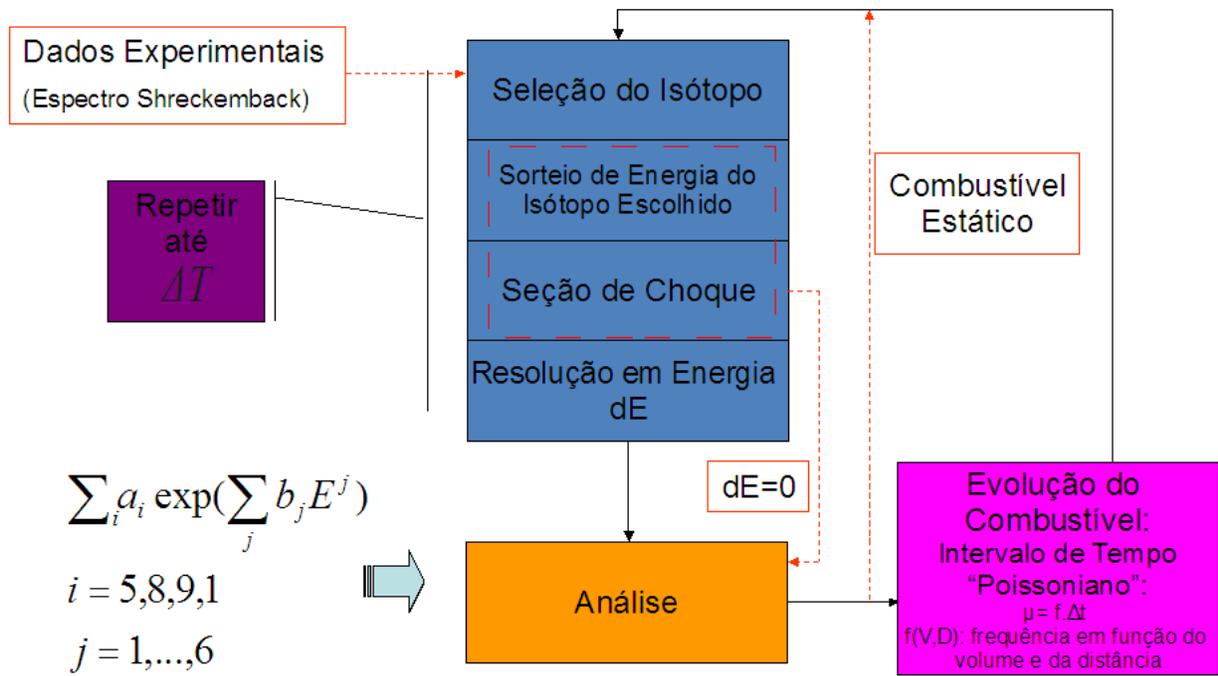


Figura 5.7 – Fluxograma da simulação de um evento de antineutrino

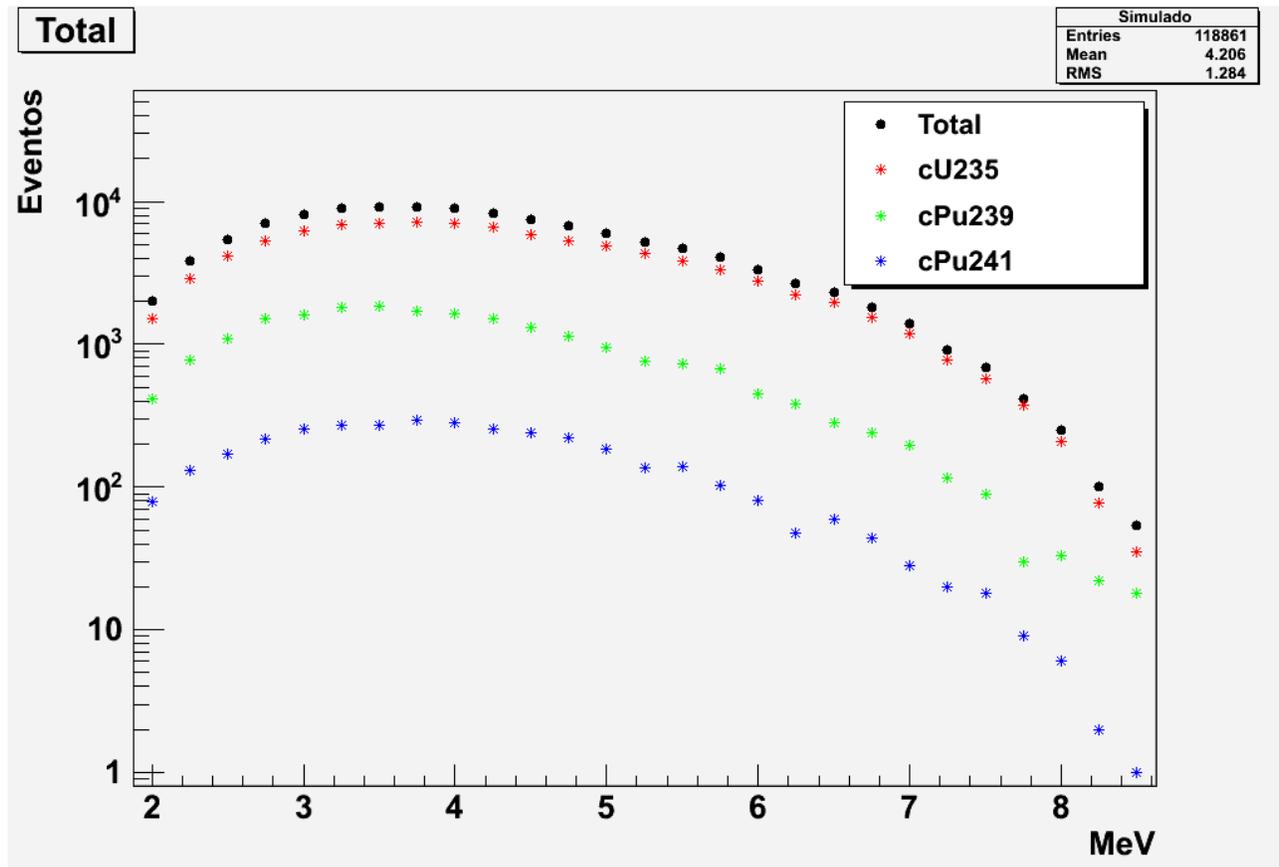


Figura 5.8 – Espectro detectado e as contribuições de cada isótopo para este espectro total

### 5.3 – Testes Estatísticos

Com a finalidade de observar a composição isotópica do combustível nuclear e como a evolução temporal deste combustível interfere na detecção de antineutrinos provindos do reator, utilizamos alguns métodos estatísticos, que foram o ajuste de funções e os testes de hipótese de  $\chi^2$  e de Kolmogorov-Smirnov.

#### i) Ajuste de Funções

Na seção 3.4, em que descrevemos o espectro de antineutrinos de reatores, foram mostradas as funções paramétricas deste espectro para cada elemento físsil considerado. Desta forma, a primeira tentativa para determinação da composição isotópica do combustível nuclear foi o ajuste do espectro total por uma função da forma:

$$\varphi_t = \alpha_1 {}^{235}\text{U} + \alpha_2 {}^{239}\text{Pu} + \alpha_3 {}^{241}\text{Pu} \quad (5.V)$$

onde  $\varphi_t$  é o espectro total, como uma superposição dos espectros dos outros elementos, e  $\alpha_i$  são as contribuições de cada elemento  $i$ . Assim, o ajuste da função retornará os parâmetros livres da equação.

Para tanto, foi necessária a descrição dos espectros medidos e as parametrizações dos mesmos, que estão ilustrados na figura 3.9. Para efeito de teste do método, consideramos um reator composto somente de  ${}^{235}\text{U}$  e  ${}^{239}\text{Pu}$ , que são responsáveis, respectivamente, por 75,6% e 23,5% da taxa total de fissões que ocorrem no reator. Também manteve-se o combustível constante, ou seja, não houve variação temporal do combustível, além de termos considerado uma taxa diária constante de detecção.

Desta forma, foram gerados 5000 eventos seguindo os passos da simulação rápida descrita na seção anterior, correspondendo a um dia de detecção. Ao final de cada dia, ou seja, de cada 5000 eventos simulados, foi feito o ajuste do espectro simulado e os parâmetros encontrados para a contribuição de cada isótopo foram registrados. Repetindo este procedimento para uma simulação de 300 dias, chegou-se no resultado ilustrado pela figura 5.9, que mostra a necessidade de 130 dias de acumulação de eventos para que o coeficiente do ajuste atingisse o valor esperado, para o  ${}^{239}\text{Pu}$ . Observamos que este método, com as hipóteses adotadas, ainda não é realista pois o coeficiente encontrado para a fração de plutônio não se estabiliza no valor esperado, divergindo do mesmo após mais dias de acumulação de dados.

Desta forma, este método não mostrou-se sensível o suficiente, uma vez que para um caso simples, onde foram considerados somente dois isótopos e composição constante, necessitou-se de mais de três meses de coleta de dados para inferir o valor correto da composição de  ${}^{239}\text{Pu}$ . Isto se deve

ao fato de as formas do espectro, mesmo que para diferentes composições, serem muito parecidas, como mostra a figura 5.10, onde estão representados os espectros esperado e calculado, para 300 dias de acumulação de dados, que é o tempo máximo considerado no período.

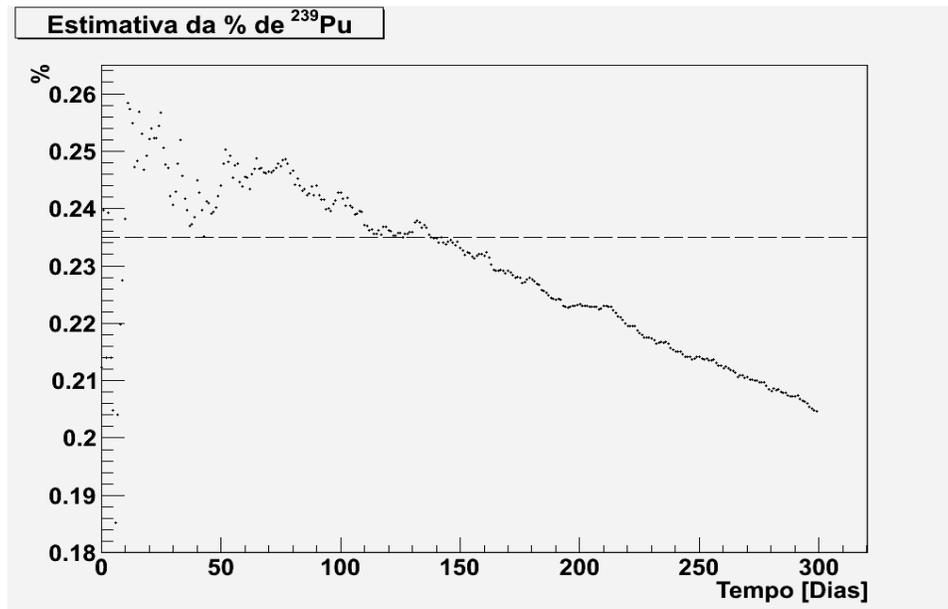


Figura 5.9 – Obtenção da contribuição do  $^{239}\text{Pu}$  através de ajuste de funções

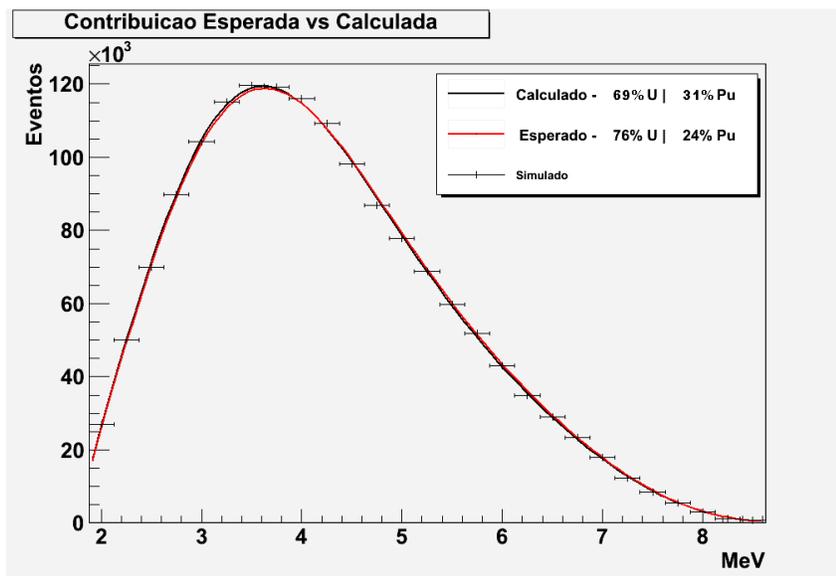


Figura 5.10 – Espectros esperado e calculado ao fim de 300 dias de coleta de dados, sendo que o calculado foi normalizado para a unidade

## ii) Testes de Hipótese

Testes estatísticos de hipótese são aqueles empregados para verificação, como o nome já diz, da hipótese de que um conjunto de dados pode ter sido gerado ou não por uma dada distribuição. Basicamente este tipo de teste retorna um valor que é comparado com um valor crítico adotado,

dependendo do nível de confiança desejado. Assim, se o valor retornado for maior que o valor crítico, rejeita-se a hipótese feita.

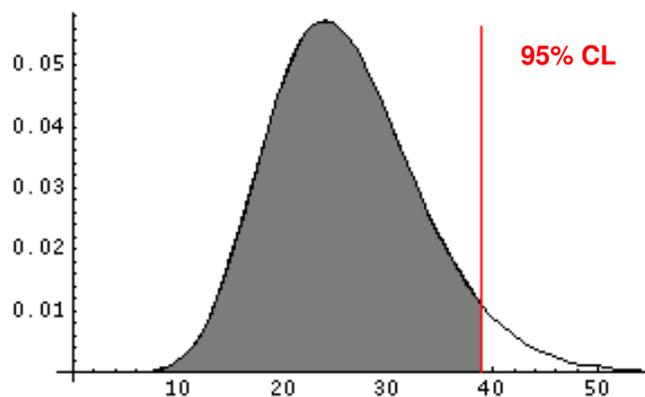
### ii.a) Teste do $\chi^2$

O mais difundido dos testes de hipótese é o teste do  $\chi^2$  (lê-se qui quadrado), que é uma grandeza definida por:

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \left( \frac{(y_i - y(x_i))^2}{\sigma_i^2} \right) \quad (5.VI) \quad [4]$$

onde,  $y_i$  é a grandeza analisada,  $y(x_i)$  é o valor de  $y$  calculado no ponto  $x_i$  da distribuição da hipótese, e  $\sigma_i$  é o desvio padrão de  $y_i$ . Assim,  $y_i$  é um dado experimental distribuído em torno de  $y(x_i)$ , com desvio padrão  $\sigma_i$ , e cada termo da somatória acima contribui com um valor positivo, que é a comparação entre a diferença do resultado observado e o esperado com o erro do observado.

A grandeza  $\chi^2$  também segue uma certa distribuição, o que nos permite saber o quão é aceitável ou não o valor obtido, através de um valor crítico de  $\chi^2$ . Esta distribuição de  $\chi^2$  está relacionada com a forma com que dividimos o conjunto de dados em intervalos estabelecidos (*bin*), que é a principal característica desse método, pois a distribuição do  $\chi^2$  dependerá de em quantos intervalos os dados foram distribuídos. A figura 5.11 mostra uma distribuição de  $\chi^2$  onde foi considerada uma divisão de 27 intervalos em energia, valor este utilizado para construção dos histogramas de eventos de antineutrinos por ser o intervalo de energia usado nas medidas experimentais dos espectros usados para o sorteio da energia. Entretanto, o número de parâmetros livres, ou grau de liberdade, no cálculo do  $\chi^2$  é 26 pois, uma vez que conhecemos o número total de eventos, se sabemos os valores de 26 intervalos, inferimos o valor do último intervalo desconhecido. Já a linha vermelha mostra o valor crítico para um nível de confiança de 95%, isto é, dado um certo número de conjunto de dados, temos 5% de chance de descartar uma hipótese verdadeira como sendo falsa.



**Figura 5.11** – Distribuição de  $\chi^2$  para um conjunto de dados divididos em 26 bins

Dadas as considerações citadas acima, o teste seguiu o seguinte raciocínio: dado uma hipótese nula, que no nosso caso é que os dados correspondem à distribuição conhecida, calcula-se o valor de  $\chi^2$ . Se o valor for maior que o valor crítico adotado, rejeita-se esta hipótese nula.

Desta maneira, o método escolhido para saber qual o tempo mínimo de coleta de dados para inferirmos se houve alteração na composição do combustível, foi o de aplicar o teste de hipótese de  $\chi^2$ , adotando como hipótese nula que o combustível não sofreu mudanças, sobre o espectro obtido com a simulação a cada 24 horas. Ressaltamos que neste intervalo de 24 horas, a evolução temporal do combustível foi realizada evento a evento, não havendo aproximações. Isto foi feito 100 vezes para cada tempo de acumulação, para calcularmos o valor médio. Posteriormente, esse valor foi comparado com os valores críticos estipulados da distribuição de  $\chi^2$  para alguns intervalos de confiança. Estes intervalos nos dizem qual a porcentagem das vezes em que estamos aceitando a hipótese verdadeira.

Para um grau de liberdade de 26, os valores críticos de  $\chi^2$  considerados, para alguns níveis de confiança foram os mostrados pela tabela 5.1.

**Tabela 5.1** – Valores Críticos de  $\chi^2$ , para diferentes níveis de confiança [5]

| <b>Nível de Confiança</b> | 80%    | 90%    | 95%    | 99%    |
|---------------------------|--------|--------|--------|--------|
| <b>Valor Crítico</b>      | 31,795 | 35,563 | 38,885 | 45,642 |

Estes cálculos também foram feitos em casos que a coleta de dados foi iniciada algum tempo no futuro e comparada com a mesma hipótese, de que o combustível não alterou-se em relação ao valor inicial do dia “zero” de operação do reator. Isso foi feito para saber se o mesmo tempo de acumulação de dados que deve ser empregado no início da campanha do reator, também não daria um falso positivo se a coleta fosse iniciada em algum tempo diferente.

Este processo foi realizado para algumas situações diferentes de distância do detector à fonte, tipo de detecção utilizada e eficiência de detecção. Os resultados estão ilustrados pelas figuras a seguir.

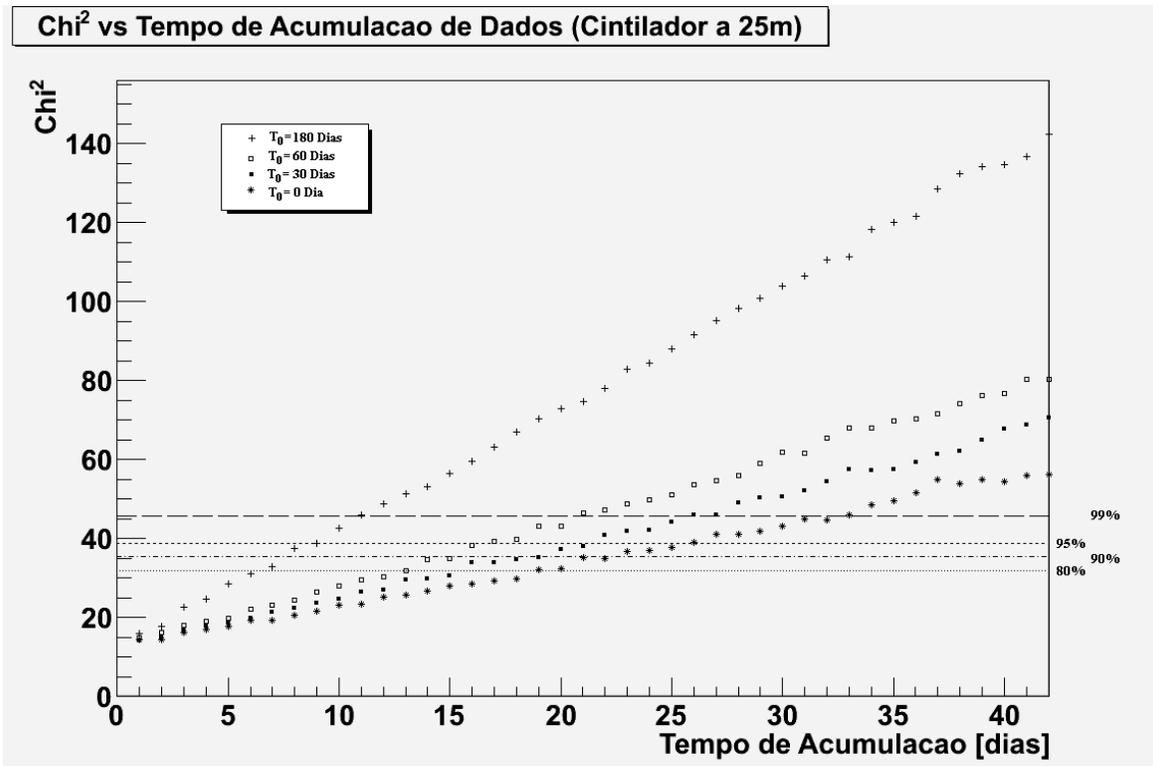


Figura 5.12 – Tempo de acumulação de dados para um detector de cintilação a 25m do reator e com 100% de eficiência de detecção

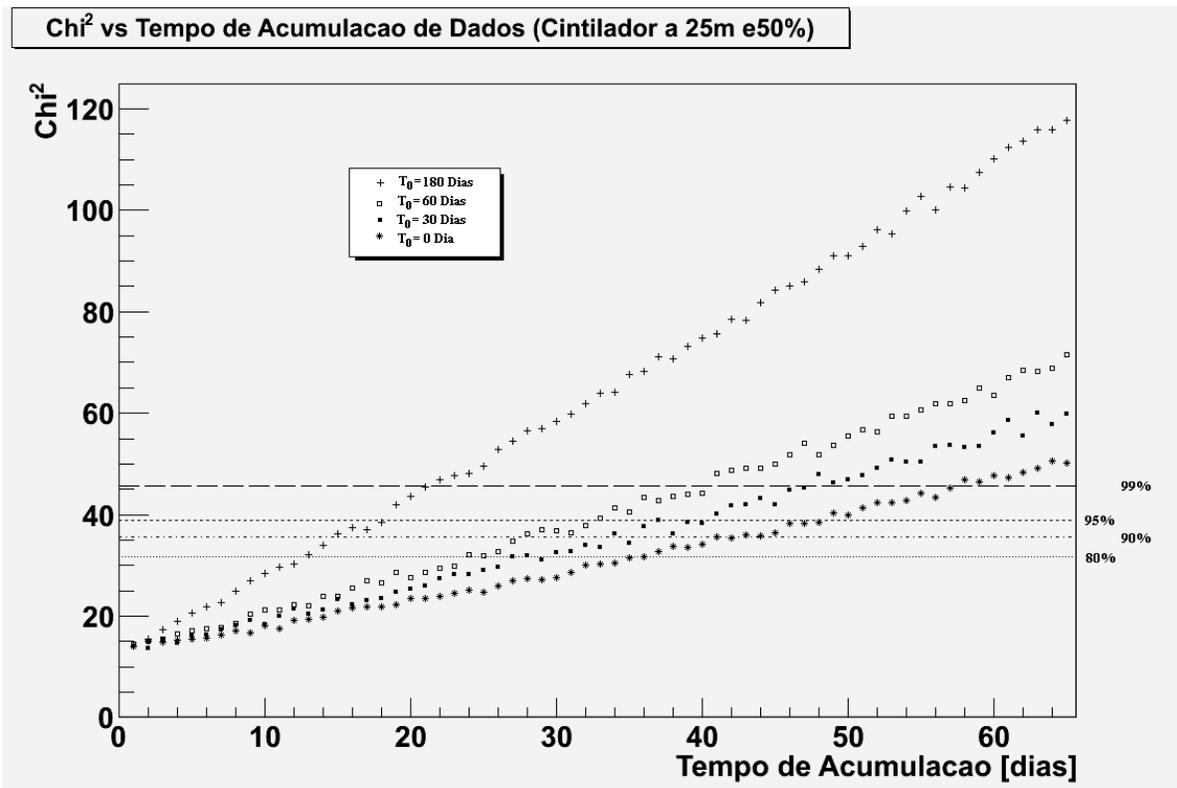


Figura 5.13 – Tempo de acumulação de dados para um detector de cintilação a 25m do reator e com 50% de eficiência de detecção

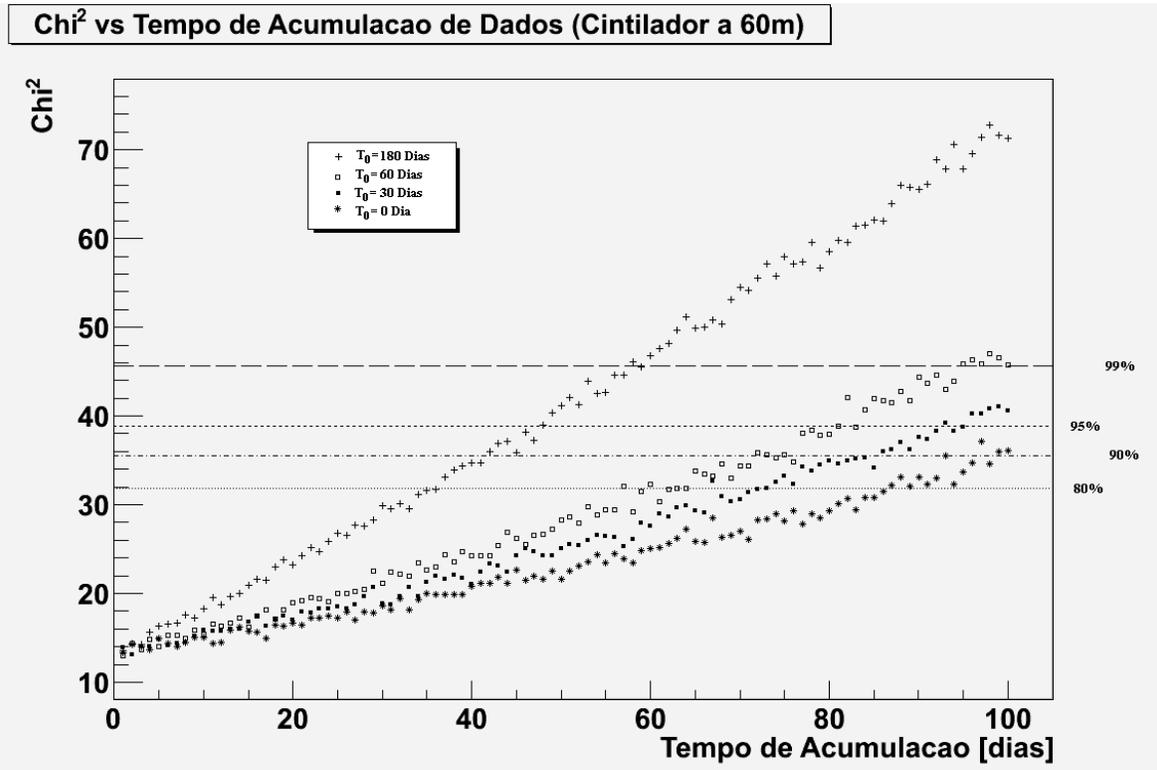


Figura 5.14 – Tempo de acumulação de dados para um detector de cintilação a 60m do reator e com 100% de eficiência de detecção

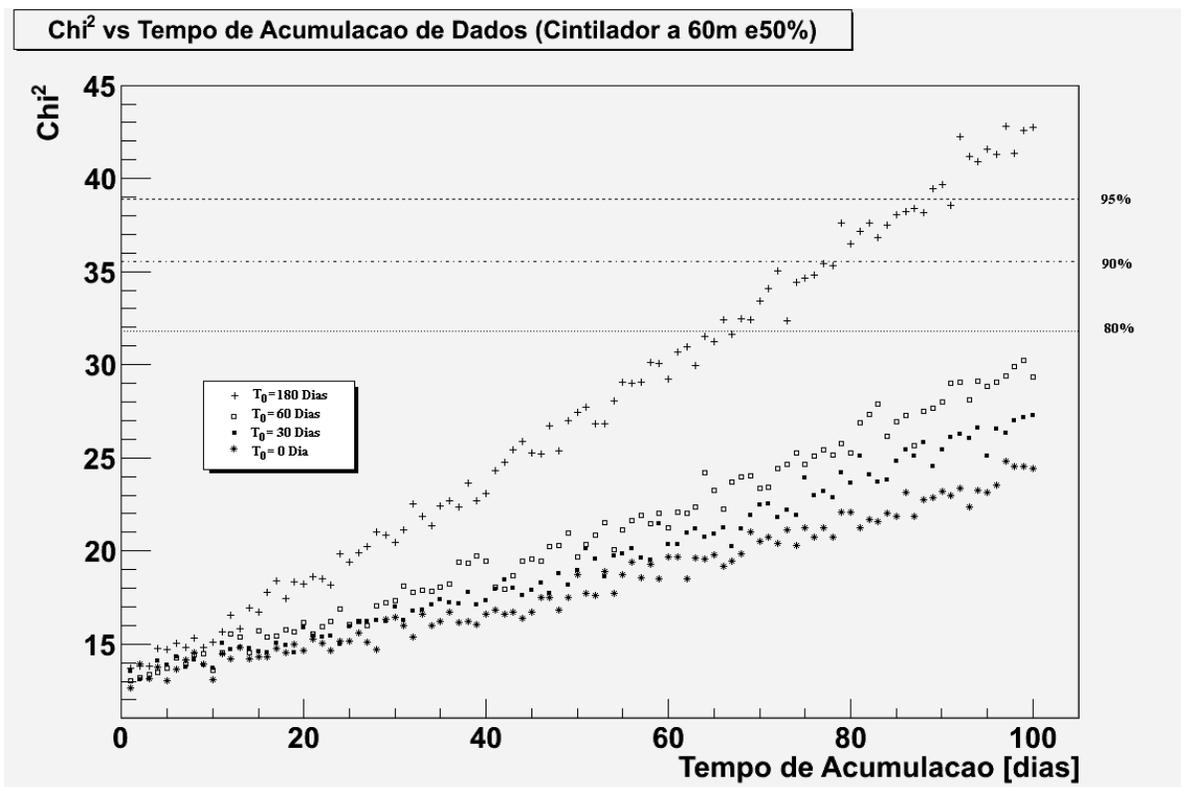
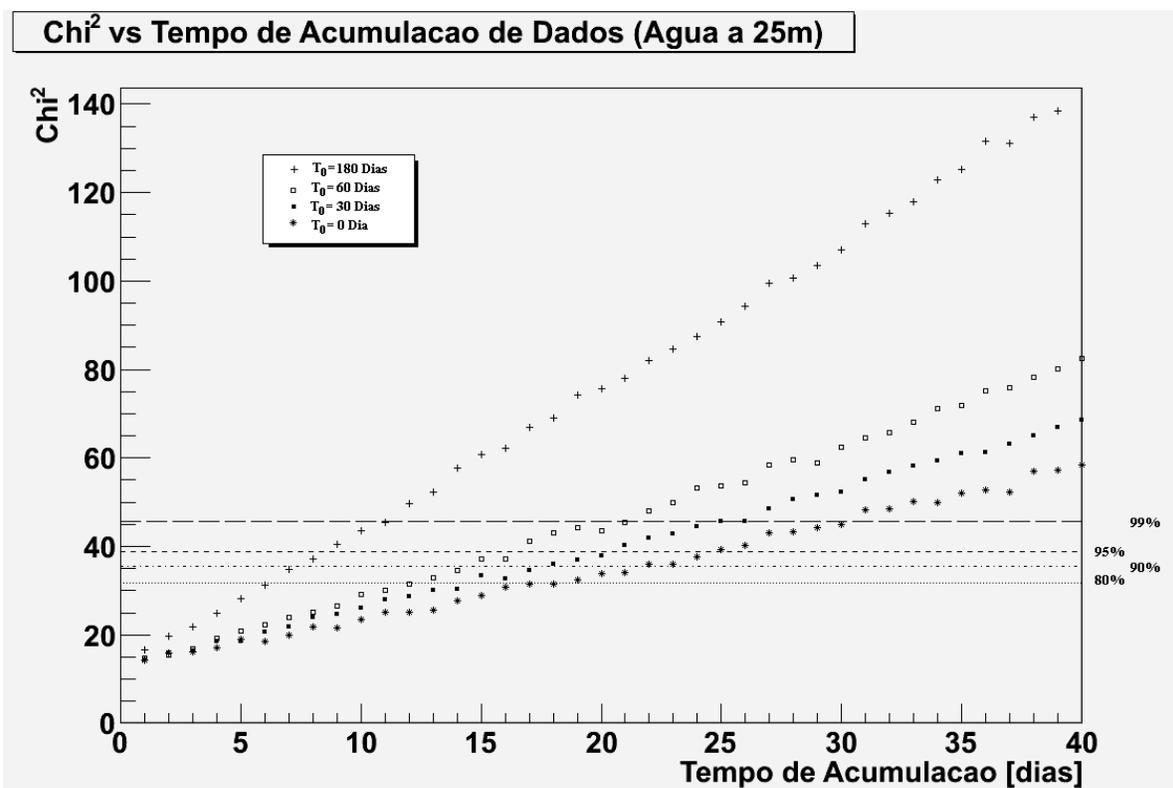


Figura 5.15 – Tempo de acumulação de dados para um detector de cintilação a 60m do reator e com 50% de eficiência de detecção



**Figura 5.16** – Tempo de acumulação de dados para um detector Cherenkov a 25m do reator e com 100% de eficiência de detecção

Analisando estes resultados, pode-se perceber que, em todos os casos, quando se espera menos de dez dias de coleta de dados não é possível tirar nenhuma informação conclusiva e que quanto mais distante o detector está do reator, mais tempo é necessário para que o teste retorne um valor maior do que o valor crítico, o que era esperado, uma vez que a taxa de detecção é inversamente proporcional ao quadrado desta distância, como foi mostrado pela equação 4.I. Para o caso mais otimista (ver Fig. 5.12), com o detector a base de cintilação, eficiência de detecção de 100% e distância de 25m do reator, deve-se esperar 20 (30) dias para reconhecermos que houve alteração na composição do combustível com 80% (99%) de nível de confiança no caso da coleta de dados ter sido iniciada junto com a campanha do reator. À medida que o dia inicial de coleta de dados se afasta do dia “zero” de operação do reator, o intervalo de tempo de coleta necessário para reconhecer a mudança do composição isotópica do combustível nuclear diminui, resultado consistente com o fato que a evolução do combustível altera paulatinamente o formato do espectro. Assim, vemos que se iniciarmos a coleta após 60 dias, o tempo mínimo de coleta cai para 13 (21) dias com 80% (99%) de nível de confiança.

### ii.b) Teste de Kolmogorov-Smirnov

Da mesma forma que o teste de  $\chi^2$ , o teste de Kolmogorov-Smirnov (KS) [5] é utilizado para

saber se um conjunto de dados segue ou não uma dada distribuição. A diferença principal entre estes dois testes é que o último não necessita da separação dos dados em intervalos de classe. O teste de KS pode ser aplicado em distribuições contínuas ou discretas, sendo necessária a transformação da distribuição e do conjunto de dados analisados, em um formato de função de acumulação, que nada mais é do que colocar os dados em ordem crescente e contar as repetições que ocorrem, acumulando a contagem a cada dado novo, como mostra a equação:

$$F_n(x) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \begin{cases} 1 & \text{se } y_i \leq x \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (5.VII)$$

onde  $n$  é o número de dados considerados.

Uma vez que são montadas as funções de acumulação tanto para o conjunto de dados quanto para a distribuição de hipótese, analisam-se as distâncias entre elas em busca da máxima distância, na forma:

$$D_n^+ = \max |F_n(x) - F(x)| \quad (5.VIII)$$

Esta distância máxima também segue uma distribuição e pode-se atribuir um valor crítico que determinará se aceitamos a hipótese nula ou não, de acordo com um certo intervalo de confiança, como foi feito no teste do  $\chi^2$ . A figura 5.17 mostra a função acumulação de um certo conjunto de dados e da distribuição da qual foi gerado estes dados.

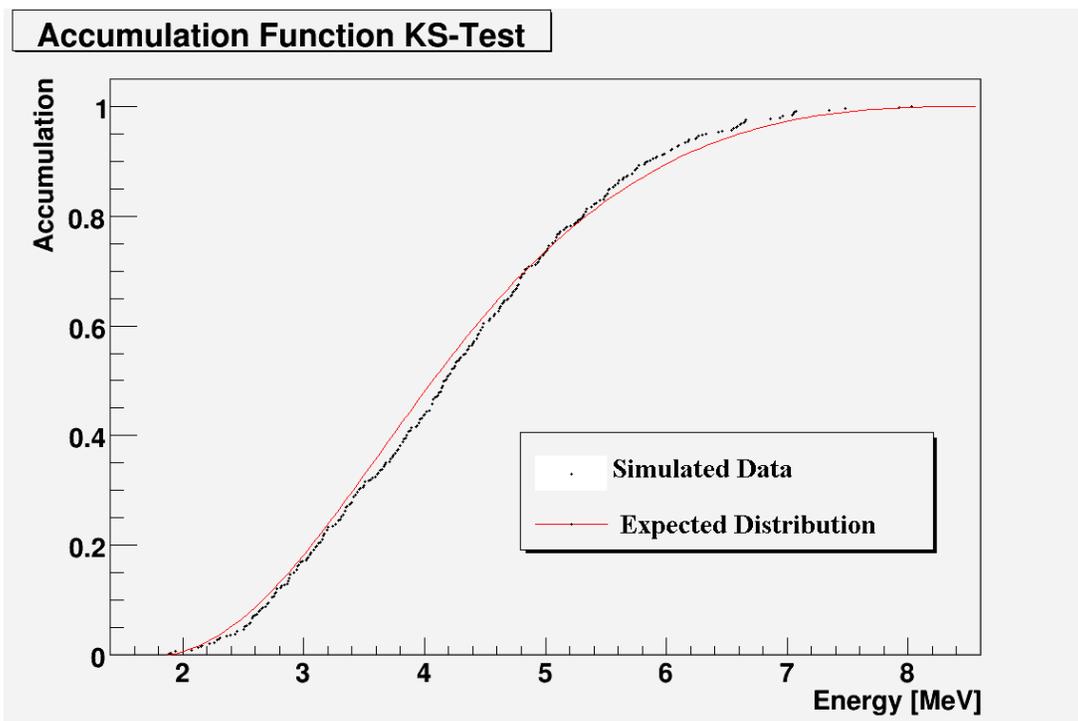


Figura 5.17 – Funções de acumulação para uma certa distribuição e para um conjunto de dados gerados pela mesma

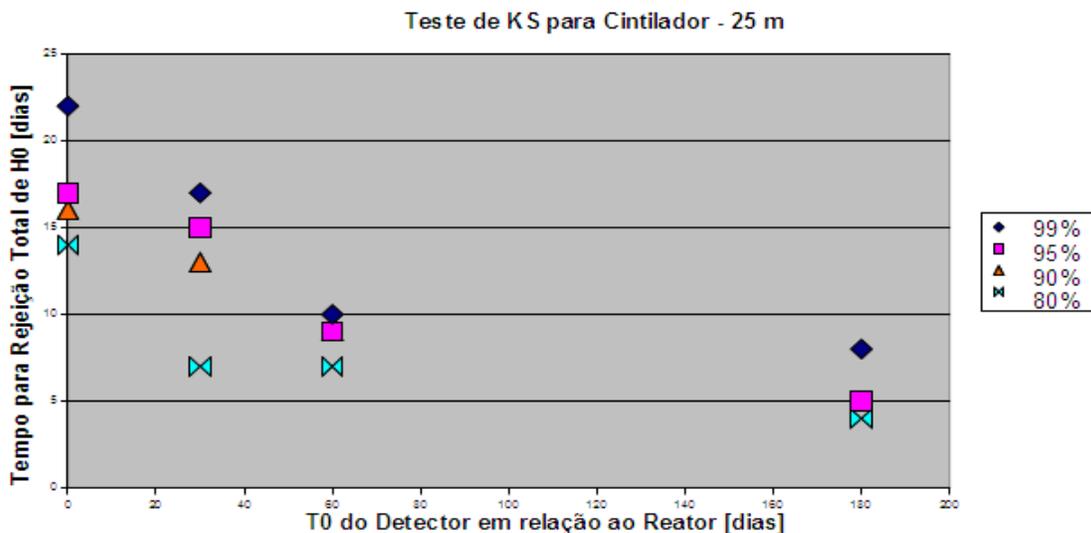
O procedimento realizado em conjunto com o teste de KS foi semelhante ao feito para o  $\chi^2$ . Após os dados de antineutrinos terem sido gerados, procurou-se pelo menor tempo de acumulação de dados para que o teste de KS rejeitasse sempre a hipótese nula, ou seja, criamos 100 conjuntos de 100 dias de dados seguindo os passos da simulação rápida já descrita. Para o fim de cada dia, fizemos o teste de KS para todos os conjuntos de dados e, dados os valores críticos para cada nível de confiança, vimos quantas vezes houve uma resposta negativa ao teste, isto é, a distância máxima encontrada ser maior que a distância crítica.

Diferentemente do teste de  $\chi^2$ , o valor da distância crítica calculada pelo teste de KS depende somente do número total de dados considerados. Assim, este valor crítico pode ser aproximado por uma função quando consideramos um número de dados maior que 50 [5]. A tabela 5.2 contém esta função da distância crítica para alguns níveis de confiança.

**Tabela 5.2** – Distâncias críticas calculadas pelo método de KS para alguns níveis de confiança

| Nível de Confiança | 80%              | 90%              | 95%              | 99%              |
|--------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| Distância Crítica  | $1,073/\sqrt{n}$ | $1,224/\sqrt{n}$ | $1,358/\sqrt{n}$ | $1,628/\sqrt{n}$ |

Da mesma forma que foi feito com o teste do  $\chi^2$ , o processo com o teste de KS foi realizado para algumas situações diferentes de distância do detector à fonte, tipo de detecção utilizada e eficiência de detecção. Os resultados estão ilustrados pelas figuras abaixo, onde temos na abscissa o tempo de início de coleta de dados em relação ao início da campanha do reator, e na ordenada temos o tempo necessário para negarmos todos os conjuntos de dados, considerando a hipótese nula (H0) de que o combustível não sofreu mudanças, para diferentes níveis de confiança.



**Figura 5.18** – Tempo necessário para rejeição total da hipótese nula para um detector de cintilação a 25m do reator e com 100% de eficiência de detecção

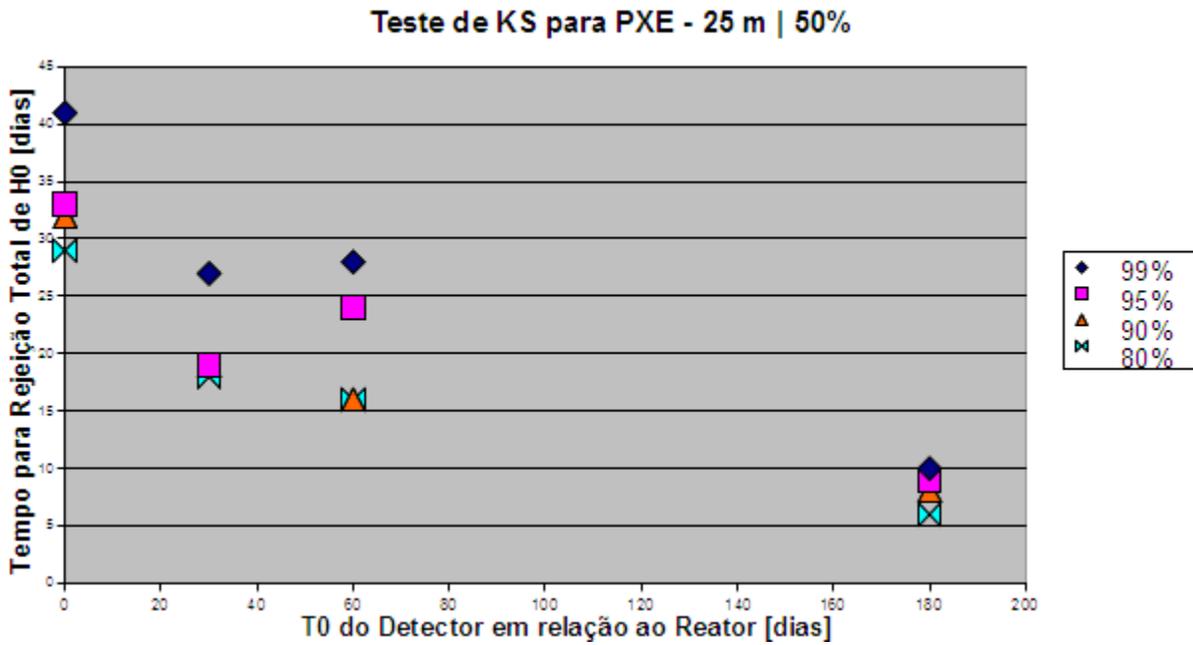


Figura 5.19 – Tempo necessário para rejeição total da hipótese nula para um detector de cintilação a 25m do reator e com 50% de eficiência de detecção

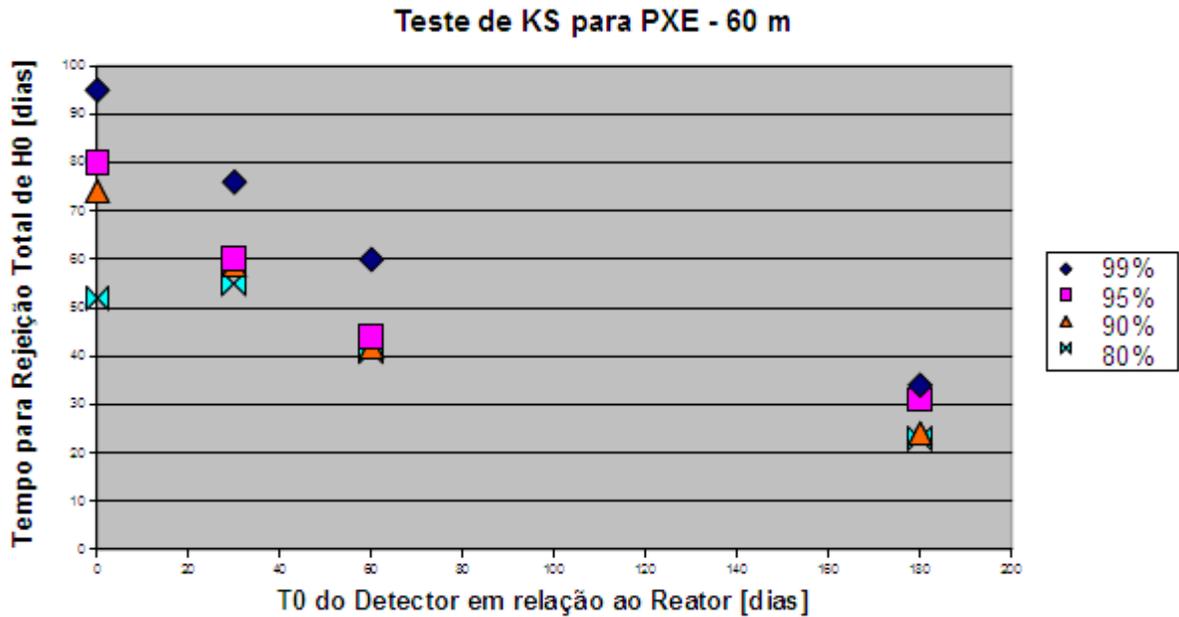


Figura 5.20 – Tempo necessário para rejeição total da hipótese nula para um detector de cintilação a 60m do reator e com 100% de eficiência de detecção

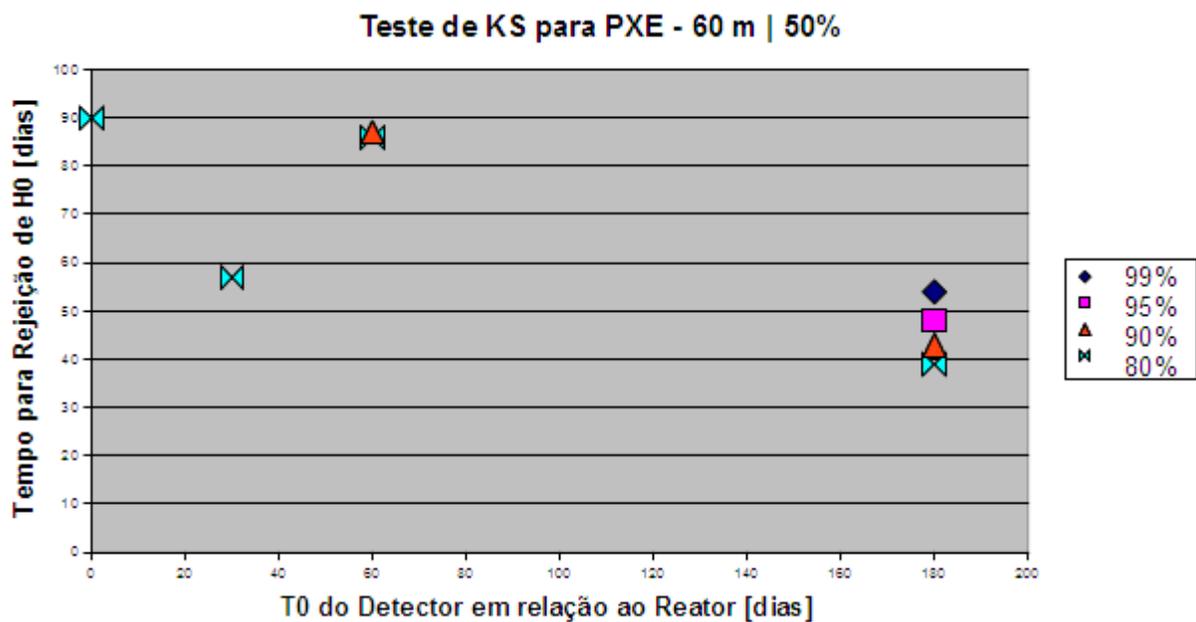


Figura 5.21 – Tempo necessário para rejeição total da hipótese nula para um detector de cintilação a 60m do reator e com 50% de eficiência de detecção

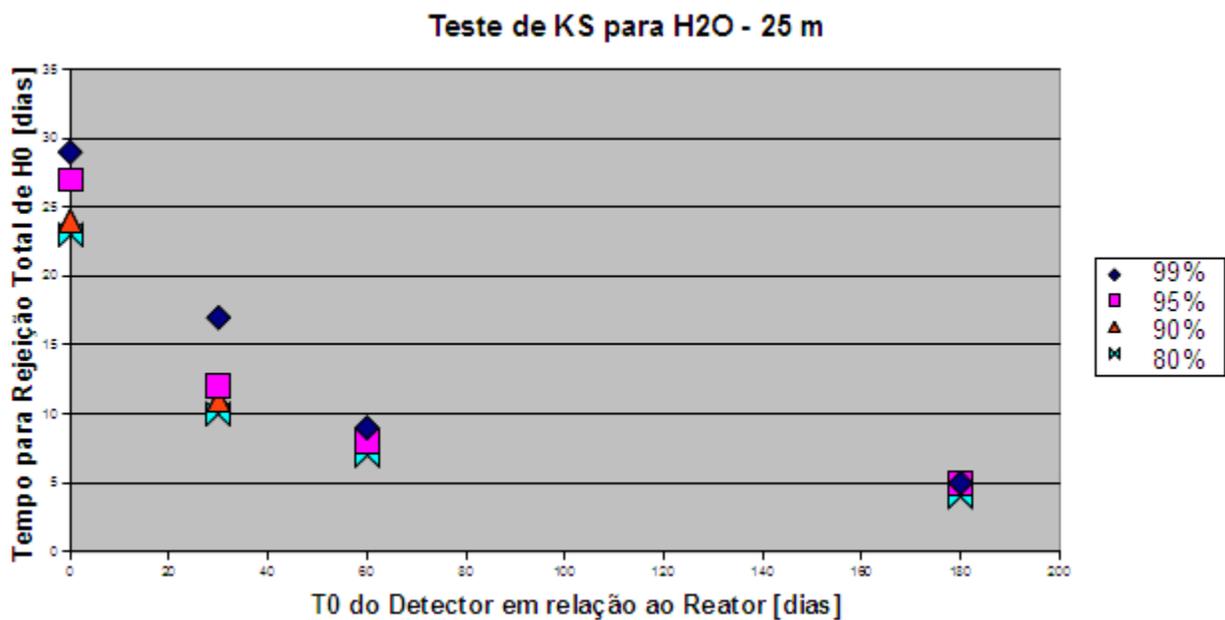


Figura 5.22 – Tempo necessário para rejeição total da hipótese nula para um detector Cherenkov a 25m do reator e com 100% de eficiência de detecção

Com estes resultados, vemos que o teste de KS fornece as mesmas tendências que o teste do  $\chi^2$ , isto é, quanto mais distante o detector encontra-se do reator, mais tempo é necessário para que o teste negue a hipótese nula, ou seja, que a composição do combustível não se altera com o passar do tempo. Também notamos que à medida que o dia inicial de coleta de dados distancia-se do dia inicial da campanha do reator, o tempo de coleta para observarmos uma mudança na composição do combustível nuclear diminui, sendo um resultado consistente com o fato de que a evolução do combustível altera o formato do espectro.

A diferença vista entre os dois testes é que o teste de KS é mais sensível a baixas estatísticas do que o teste do  $\chi^2$ , pois ele necessita de menos tempo de acumulação de dados, ou seja, menor número absoluto de eventos, para negar por completo a hipótese nula. Este fato é exemplificado na situação mais otimista, com o detector a base de cintilação, eficiência de detecção de 100% e distante 25m do reator, pois, enquanto necessitávamos, para o teste de  $\chi^2$ , de 20 (30) dias para reconhecermos que houve alteração na composição do combustível com 80% (99%) de nível de confiança no caso da coleta de dados ter sido iniciada junto com o início de funcionamento do reator, o teste de KS necessita de apenas 14 (22) dias. Se considerarmos que a coleta de dados iniciou-se 60 dias após o reator ter iniciado seu funcionamento, o tempo mínimo cai para 7 (10) dias, enquanto o teste do  $\chi^2$  este tempo é de 13 (21) dias.

## REFERÊNCIAS – Capítulo V

- [1] ROOT – An Object-Oriented Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch/>
- [2] E.Kemp, PhD Thesis, Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP, Brasil (2000)
- [3] N. S. Bowden et. al., “*Observation of the Isotopic Evolution of Pressurized Water Reactor Fuel Using an Antineutrino Detector*”, arXiv:0808.0698v2 [nucl-ex]
- [4] O. A. M. Helene, V. R. Vanin, “Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental”, 2a edição, 1991, Editora Edgard Blucher LTDA, Sao Paulo/SP
- [5] W. O. Bussab e P. A. Morettin, “*Estatística Básica*”, 5ª ed., Editora Saraiva, (2004). pág. 498 ( $\chi^2$ ) e pág. 507 (KS)

## Conclusões e Perspectivas

No decorrer deste trabalho foi introduzido o que são os neutrinos e como este tipo de partícula é gerado em um reator nuclear. Também vimos como os antineutrinos eletrônicos são detectados e como é possível fazer o monitoramento de uma usina nuclear através desta detecção dos antineutrinos, com as vantagens desta monitoração ser remota, não invasiva, contínua e independente, sem dano à segurança da usina. Estas características fazem este método ser próprio para salvaguardas nucleares, ditas pela Agência Internacional de Energia Atômica, além do sinal de antineutrino não poder ser falsificado de maneira trivial.

Com relação ao objetivo final do projeto, viu-se que a espectroscopia de neutrinos feita em um reator nuclear é praticamente inviável dentro das condições analisadas. Seriam necessários como requisitos um detector de massa muito grande e muito próximo ao reator, para detecção através do decaimento beta inverso, o que parece ser bastante inverossímil em um cenário de verificação de salvaguardas não-colaborativo e com técnicas não sofisticadas de análise de dados. Adicionalmente, as análises e testes precisam ser baseados em métodos mais sofisticados para que a precisão no cálculo da composição isotópica aumente a níveis aceitáveis, uma vez que basta uma pequena quantidade de  $^{239}\text{Pu}$ , cerca de 10kg, para a produção de um artefato de uso bélico. Porém, tanto o monitoramento do estado “on/off” da usina, quanto o referente à potência térmica gerada é possível, sendo um fato importante, pois em usinas nucleares PWR, o tipo mais comum em funcionamento no mundo, o único jeito de acessar o combustível é desligando o reator por completo, podendo-se prever qualquer parada não prevista e substituição do combustível.

Entretanto, o simples reconhecimento de alterações na composição do combustível através de testes de hipótese, mostrou-se bastante factível em um tempo de coleta razoável. Vimos que com um intervalo de confiança de 80% é possível discernir o espectro com cerca de duas semanas de coleta de dados, com um detector a base de cintilação distante 25 m do núcleo do reator, pelo teste de Kolmogorov-Smirnov. Este teste mostrou-se mais sensível às mudanças do combustível nuclear do que o teste do  $\chi^2$ , que precisou de 20 dias de acumulação de dados para chegar no mesmo resultado, com as mesmas condições. Ademais, o teste de KS obteve respostas mais rápidas, ou seja, com menos tempo de acumulação de dados, do que o teste do  $\chi^2$  para todas as situações analisadas.

Por fim, como perspectivas futuras para a continuação do trabalho, esperamos incluir a evolução do combustível nuclear como ocorre na usina ANGRA II. Para tanto, já estamos contatando o pessoal responsável da Eletronuclear. Outra possibilidade é o estudo da viabilidade de métodos semelhantes para o monitoramento de diferentes tipos de usinas nucleares, como a CANDU, por exemplo, que não necessita de parar por completo as reações em cadeia para ter acesso ao combustível nuclear, além de usar urânio natural como combustível, ou seja, não necessita de uma indústria de enriquecimento, que é uma tecnologia conhecida por alguns países apenas.