



**AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO**

**UM CONCEITO ALTERNATIVO DE UM REATOR HÍBRIDO
(CONJUNTO SUB-CRÍTICO ACOPLADO COM ACELERADOR)**

SÉRGIO ANÉFALOS PEREIRA

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de Reatores
Nucleares de Potência e Tecnologia do
Combustível Nuclear.**

**Orientador:
Dr. Adimir dos Santos**

**São Paulo
2002**

**UM CONCEITO ALTERNATIVO DE UM REATOR
HÍBRIDO (CONJUNTO SUB-CRÍTICO ACOPLADO
COM ACELERADOR)**

SÉRGIO ANÉFALOS PEREIRA



Tese apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Doutor em Ciências na Área de Reatores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear.

Orientador:
Dr. Adimir dos Santos

SÃO PAULO

2002

AGRADECIMENTOS

Ao orientador, Dr. Adimir dos Santos, pela orientação segura, dedicação, confiança e por estar sempre presente no desenvolvimento deste trabalho.

Ao Dr. José Rubens Maiorino pelo apoio inicial ao ter me recebido muito bem no IPEN.

Ao Dr. Wanderley de Lima pela colaboração e presteza em esclarecer minhas dúvidas.

Ao Dr. Airton Deppman pelas conversas e pela disposição em me ajudar sempre que necessário.

Ao Dr. Jacques Maillard pela presteza durante sua visita ao Brasil para colaborar com nosso projeto.

Ao Dr. Delvonei Alves de Andrade e MSc. Pedro Ernesto Umbehaun pela ajuda e paciência que demonstraram na fase final deste trabalho.

Ao Dr. Hélio Yoriyaz pela ajuda com o código MCNP-4C

À Esmeralda, sem a qual este trabalho não seria possível, pelo apoio, paciência e por ter sempre acreditado em mim.

Aos meus Pais pelo apoio e confiança.

AGRADECIMENTOS

Ao orientador, Dr. Adimir dos Santos, pela orientação segura, dedicação, confiança e por estar sempre presente no desenvolvimento deste trabalho.

Ao Dr. José Rubens Maiorino pelo apoio inicial ao ter me recebido muito bem no IPEN.

Ao Dr. Wanderley de Lima pela colaboração e presteza em esclarecer minhas dúvidas.

Ao Dr. Airton Deppman pelas conversas e pela disposição em me ajudar sempre que necessário.

Ao Dr. Jacques Maillard pela presteza durante sua visita ao Brasil para colaborar com nosso projeto.

Ao Dr. Delvonei Alves de Andrade e MSc. Pedro Ernesto Umbehaun pela ajuda e paciência que demonstraram na fase final deste trabalho.

Ao Dr. Hélio Yoriyaz pela ajuda com o código MCNP-4C

À Esmeralda, sem a qual este trabalho não seria possível, pelo apoio, paciência e por ter sempre acreditado em mim.

Aos meus Pais pelo apoio e confiança.

Ao Amigos que, direta ou indiretamente, colaboraram para a execução deste trabalho.

À Priscila pelo incentivo e presença na fase final de elaboração da tese.

Ào LCCA-USP, Laboratório de Computação Científica Avançada da USP, pelo apoio e por ter disponibilizado suas máquinas “Alpha Digital” para a realização de parte dos cálculos para o meu trabalho de doutorado,

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo suporte financeiro.

UM CONCEITO ALTERNATIVO DE UM REATOR HÍBRIDO (CONJUNTO SUB-CRÍTICO ACOPLADO COM ACELERADOR)

Sérgio Anéfalos Pereira

RESUMO

Este trabalho introduz algumas mudanças qualitativas no conceito de Rubbia [1], como mais de um ponto de espalação, para se reduzir as exigências na energia do próton e corrente do acelerador, e principalmente para tornar a distribuição da densidade de potência mais homogênea (plana) ao longo do núcleo. O núcleo subcrítico, que no conceito de Rubbia é um arranjo hexagonal de varetas imerso num refrigerante de chumbo líquido, é substituído por um conceito de calândria de chumbo sólido com os elementos combustíveis em canais refrigerados por Hélio. Este conceito permite a utilização do ciclo termodinâmico direto (Brayton), que é mais eficiente que o ciclo de vapor. Esta concepção propõe simplificações no complexo do acelerador, tornando esta configuração mais realista em relação ao estágio atual dos aceleradores. Finalmente, a utilização do gás hélio como refrigerante, quando comparado com chumbo líquido, é mais realístico, pois os reatores refrigerados a gás tem uma tecnologia mais estabelecida e eficiente do ponto de vista termodinâmico, permitindo simplificações no projeto e a utilização de processos de alta temperatura, como a produção de hidrogênio.

I. RUBBIA, C.; RUBIO, J. A.; BUORNO, S.; CARMINATI, F.; FIÉTIER, N.; GALVEZ, J.; GELÈS, C.; KADI, Y.; KLAPISCH, R.; MANDRILLON, P.; REVOL, J. P. AND CH. ROCHE. *Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier*. European Organization for Nuclear Research Report, 1995. (CERN/AT/95-44(ET)).

AN ALTERNATIVE PROPOSAL FOR A HIBRID REACTOR (SUB-CRITICAL FACILITY COUPLED WITH AN ACCELERADOR)

Sérgio Anéfalos Pereira

ABSTRACT

This work introduces some qualitative changes in the Rubbia's concept [1] such as more than one point of spallation, in order to reduce the requirement in the energy and current of the accelerator, and mainly to make a flatter neutron distribution. The subcritical core which in the Rubbia's concept is an hexagonal array of pins immersed in a liquid lead coolant is replaced by a concept of a solid lead calandria with the fuel elements in channels cooled by Helium. This concept allows the utilization of a direct thermodynamic cycle (Brayton), which is more efficient than a steam cycle. These ideas do not violate the basic physics of the EA, as showed in this work, with evident advantages in reducing the requirements in the accelerator complex which is more realistic in today accelerators technology. Finally, the utilization of He as coolant compared with liquid lead is closer to the proved technology given by the know how of gas cooled reactors and more efficient from the thermodynamic point of view, allowing simplification and the utilization in other process, besides electricity generation, as hydrogen generation.

I. RUBBIA, C.; RUBIO, J. A.; BUORNO, S.; CARMINATI, F.; FIÉTIER, N.; GALVEZ, J.; GELÈS, C.; KADI, Y.; KLAPISCH, R.; MANDRILLON, P.; REVOL, J. P. AND CH. ROCHE. *Conceptual Design of a Fast Nêutron Operated High Power Energy Amplifier*. European Organization for Nuclear Research Report, 1995. (CERN/AT/95-44(ET)).

SUMÁRIO

1. Introdução – Motivação	1
Referências Bibliográficas	5
2. Reatores Híbridos	6
2.1. “Energy Amplifier” - C. Rubbia	6
2.2. Conceitos atuais	10
2.2.1. ATW	10
2.2.2. NSNS	12
2.2.3. MUSE	15
2.2.4. HIPER e KOMAC	18
2.2.5. MYRRHA	21
Referências Bibliográficas	25
3. Proposta Alternativa	26
Referências Bibliográficas	31
4. O fenômeno de Espalação	32
4.1. Modelos de espalação	38
4.1.1. Modelos de Cascata Intranuclear	38
4.1.2. Parâmetros de Densidade de Níveis	40
4.1.3. Os Modelos de Fissão de Alta Energia	41
Referências Bibliográficas	46

5. O Acelerador	48
5.1. Introdução	48
5.2. Critérios para ciclotrons de corrente alta	51
Referências Bibliográficas	55
6. Física de Reatores Híbridos	56
6.1. Arranjos multiplicadores de nêutrons	56
6.1.1. Fator de multiplicação da fonte	58
6.2. Balanço de Nêutrons	58
6.3. Evolução do combustível	61
6.4. Sistemas com combustível líquido (Sal fundido)	63
6.5. Combustíveis sólidos	64
6.5.1. O Efeito Protactício	65
6.6. Avaliação estratégica de sistemas híbridos	69
6.6.1. Transmutação	69
6.6.2. Produção de energia	71
Referências Bibliográficas	72
7. Metodologia de cálculo	73
7.1. LCS – LAHET Code System	74
7.1.1. Arquivo NEUTP	76
7.2. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code	77
7.3. Distribuição das temperaturas	79
7.3.1. Temperatura no revestimento e combustível	79
7.3.1.1. Distribuição Axial de Potência / Temperatura	79
7.3.2. Temperatura no chumbo	80
7.3.2.1. Análise unidimensional	80

7.3.2.2. Aquecimento Nuclear, o módulo HEATR	82
Referências Bibliográficas	85
8. Validação da Metodologia de Cálculo – Benchmarks	87
8.1. THOR	87
8.2. JEZEBEL	88
8.3. ADS	90
8.3.1. Modelagem e comparação com o “AE”	90
Referências Bibliográficas	92
9. Análise da Concepção Alternativa	93
9.1. Definição da região de espalação	93
9.2. Definição da geometria	95
9.3. Fator de multiplicação	99
9.4. Posicionamento da janela do acelerador	103
9.5. Potência	105
9.5.1. Uma fonte no centro	107
9.5.3. Três fontes distribuídas	109
9.5.3. Posição radial das fontes de espalação	109
9.5.4. Distribuição axial de potência	123
9.6. Cálculo das temperaturas	124
9.6.1. Energia depositada no chumbo	125
9.7. Estimativa de custos	125
Referências Bibliográficas	128
10. Conclusões	129

SIGLAS

ABWR – Advanced Boiling Water Reactor
ADONIS - Accelerator Driven Operated New Isotope System
ADS – Accelerator Driven System
AP-600 - Advanced Passive 600 MW (AP600) Pressurized Water Reactor
APWR – Advanced Pressurized Water Reactor
ATW - Accelerator Transmutation of Waste
BWR - Boiling Water Reactor
CANDU - Canadian Deuterium Uranium Reactor
CCDTL – Coupled Cavities Drift Tube Linac
CCL – Coupled Cavities Linac
CE 80 + - Combustion Engineering (CE) System 80 Pressurized-Water Reactor
CERN - European Organization for Nuclear Research
DTL – Drift Tube Linac
DUPLIC - Direct Use of Spent PWR Fuel in CANDU Reactor
ENDF/B-VI – Evaluated Nuclear Data Files, version B-VI
EPR - European Pressurized water Reactor
FLUKA - Fluctuating Kaskade
GCC - Gilbert-Cameron-Cook
GCFR - Gas Cooled Fast Reactor
GENEPI - Generateur de Neutrons Pulsé Intense
HEATR - Heating and Radiation Damage
HETC – Monte Carlo High-Energy Nucleon-Meson Transport Code
HWR - Heavy Water Moderated Reactor
HYPER - Hybrid Power Extraction Reactor
IBA - Ion Beam Applications
IEPE - Institut d'Economie et de Politique de l'Energie
INC – Intra Nuclear Cascade
KAERY - Korea Atomic Energy Research Institute
KERMA - Kinetic Energy Release in Materials
KOMAC - Korea Multi-purpose Accelerator Complex

LAMPF - Los Alamos Meson Physics Facility
LANL - Los Alamos National Laboratory
LCS – Lahet Code System
LINAC – Linear Accelerator
LLFP – Long Lived Fission Products
LWR - Light Water Reactor
MA – Minor Actinides
MASURCA - Maquette Surgénératrice Cadarache
MCNP-4C - General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, version 4C
MOX – Mixed Oxide Fuel
MPM - Modelos de Excitação de Pré-Equilíbrio de Multi-Estágios
MUSE - Multiplication of an External Source
NSNS - National Spallation Neutron Source
ORIGEN-2 - ORNL Isotope Generation and Depletion Code
ORNL - Oak Ridge National Laboratory
PIUS - Process Inherent Ultimate Safety
PSI – Paul Scherrer Institut
PWR – Pressurized Water Reactor
RAL - Rutherford Appelton Laboratory
RF – Radio Frequence
RFQ – Radio Frequence Quadrupole
SAD - Sub-critical Assemble in Dubna
SCK-CEN - StudieCentrum voor Kernergie - Centre d`Etude de l`Energie Nucleaire
SIR - Submarine Intermediate Reactor
SNS - Spallation Neutron Source
SSR - Surface Source Read
TRU - Transurânicos

1. INTRODUÇÃO - MOTIVAÇÃO

A área de Física de Reatores recentemente completou meio século de existência, tendo se tornado um dos ramos da ciência e tecnologia de maior avanço e conquistas do século passado. A principal aplicação desta área, se restringe aos reatores nucleares e áreas afins. No desenvolvimento dos reatores nucleares de potência, várias concepções foram idealizadas, culminando no elenco de reatores em operação na época atual. Destes, destacam-se os LWR's ("*Light Water Reactors*"), que respondem pela maior parte da energia nuclear produzida no mundo. Devido aos pequenos requisitos de material fissil e pela disponibilidade de conhecimento do ciclo térmico no início da década de 50, os LWR's se tornaram bastante atrativos para construção e operacionalização. Num segundo plano, destacam-se os reatores a água pesada que utilizam urânio natural como combustível.

Os atuais reatores térmicos nucleares comerciais (PWR, BWR e CANDU) possuem ciclo aberto, ou seja, não reciclam o combustível, e têm produzido uma grande quantidade de rejeitos, principalmente os actínídeos transurânicos (*Np, Am, Pu, etc*) (TRU). Estes dois pontos têm gerado preocupações com relação à utilização das reservas naturais (Urânio), e principalmente a necessidade de repositórios finais de estocagem com uma capacidade temporal segura de milhares de anos. Estas preocupações aliadas à questão da segurança dos atuais reatores, têm sido o ponto fraco para o desenvolvimento da energia nuclear, e motivo de críticas por parte da comunidade científica, bem como da opinião pública, sendo portanto o "calcanhar de Aquiles" para a aceitação da energia nuclear.

A preocupação com relação às reservas naturais, fez com que inicialmente fossem desenvolvidos os chamados Reatores Rápidos Regeneradores, os quais, em ciclo combinado com os reatores térmicos, estenderiam a utilização da energia nuclear via fissão. Por outro lado, dificuldades tecnológicas e econômicas têm atrasado a implantação comercial destes reatores, e feito com que a indústria nuclear investisse nos atuais reatores térmicos aumentando sua razão de conversão para mais de 90% e utilizando óxidos mistos (*U-Pu*) como combustível nos chamados reatores térmicos avançados (APWR, ABWR, etc). Mais além, a preocupação com a utilização das reservas e uma melhor utilização dos reatores CANDU, fez com que os Canadenses propusessem os chamados Ciclos Avançados (TANDEM, DUPIC) [1.1], os quais em síntese, propõem a reutilização do combustível queimado de um PWR num CANDU. Finalmente, é interessante destacar que as reservas de materiais nucleares que atualmente têm sido consideradas, restringem-se ao Urânio,

entretanto, é bem conhecido o potencial das reservas de Tório (das quais 25% estão no Brasil) que não estão sendo praticamente consideradas pela indústria nuclear, à exceção de países como a Índia.

Os reatores rápidos em operação no mundo, embora a primeira geração elétrica por processo nuclear tenha sido a de um reator rápido, ainda se encontram numa fase embrionária de pesquisa e desenvolvimento, com exceção do “*Super Phoenix*”. Estes reatores, apresentam vantagens em relação aos reatores térmicos PWR e HWR, devido à melhor utilização das reservas de Urânio e de possibilidade de regeneração (“*breeding*”), isto é, produzir mais combustível do que consomem. Tais reatores, ainda apresentam a vantagem adicional de transmutar os “*minor actinides*” reduzindo dessa forma, a toxicidade radiológica.

Os reatores nucleares deste século terão seus projetos muito diferentes dos atuais em operação. A busca por reatores mais seguros, concepções que minimizem rejeitos radioativos e por competitividade econômica na geração de energia elétrica tem resultado em conceitos inovadores [1.2,1.3,1.4]. Várias concepções de reatores nucleares visam maximizar a segurança e, minimizar os rejeitos gerados. Portanto, o desenvolvimento de meios mais seguros e menos poluidores para produção de energia via fissão nuclear é de grande interesse.

A associação de um acelerador de partículas a um meio multiplicador de nêutrons, que forma o que é chamado de Reator Híbrido, assim como a utilização do ciclo de combustível Tório-Urânio, parece oferecer interessantes soluções para se resolver estes dois problemas com a energia nuclear. Tal arranjo tem sido divulgado recentemente por diversos físicos, mais enfaticamente por C. Rubbia. Idéias similares foram propostas inicialmente há mais de 50 anos [1.5]. Naquela época, estes projetos não foram levados adiante, tanto por dificuldades tecnológicas como por falta de incentivo econômico e dificuldade de análise. Entretanto, era conhecida também, a possibilidade de transmutação. Nos dias de hoje com o problema do reprocessamento do combustível e também dos “*Fast Breeders*” como também o grande progresso na área de tecnologia de aceleradores, torna estes conceitos atrativos e atuais.

Os anos 90 têm testemunhado a volta do interesse nos reatores híbridos devido, em particular, ao aumento da divulgação e campanhas sobre o problema do lixo nuclear. Aceleradores de alta energia parecem ser uma forma eficiente de incinerar “*minor actinides*” [1.6,1.7]. É também conhecido o fato de que o ciclo de combustível do Tório pode diminuir consideravelmente a produção de rejeitos transurânicos. A implementação

deste ciclo pode ser feita de maneira mais fácil usando reatores híbridos, devido ao aumento da economia de nêutrons destes sistemas quando comparados com os reatores críticos clássicos [1.7,1.8,1.9,1.10]. Os reatores híbridos são considerados alternativas viáveis para os Reatores Rápidos Regeneradores e para os Reatores à Fusão.

Com relação à segurança, existem basicamente três linhas para superar este aparente ponto fraco dos Reatores Nucleares. A primeira considera que os atuais reatores não são inseguros, mas para aumentar ainda mais a segurança dos reatores atuais introduzem sistemas capazes de acomodar os chamados acidentes severos. Esta linha já está sendo adotada nos reatores avançados atuais (EPR, Konvoy, CE 80+, etc). A segunda, propõe uma evolução nos conceitos dos sistemas de segurança, através da utilização de segurança passiva (AP-600, SIR, etc). Finalmente, a terceira propõe sistemas “Revolucionários” de segurança, como o PIUS .

A questão da estocagem de rejeitos de grande meia-vida (Actinídeos Transurânicos, ^{99}Tc , ^{129}I e ^{135}Cs) resultantes da irradiação nos atuais reatores é, talvez, a maior preocupação relativa à utilização dos Reatores Nucleares. Embora exista tecnologia disponível para repositórios definitivos, a grande preocupação é que estes deverão ter capacidade de estocagem segura por milhares de anos, tempo este impossível de se fazer qualquer previsão da evolução da sociedade, que eventualmente poderia regredir e levar a um habitante deste futuro distante não ter a mínima noção do propósito destes mausoléus, a exemplo da dificuldade que temos hoje de entender as edificações das culturas Egípcias, Incas e Astecas. Desta forma, já há alguns anos, têm-se realizado estudos para “queimar” actinídeos transurânicos e tentar-se eliminar a necessidade de repositórios definitivos. A idéia de utilizar-se nêutrons rápidos oriundos da reação de espalação de prótons de aceleradores em elementos como o chumbo para transmutar núclídeos de grande meia-vida em núclídeos estáveis, ou de meia-vida curta tem sido considerada desde alguns anos. Estas idéias são fundamentadas no fato de que a razão captura-fissão para actinídeos como o Np , Am , etc é muito favorável à fissão para energias na faixa de keV-MeV. Embora diminuindo significativamente a toxicidade radiológica dos rejeitos, as pesquisas envolvendo nêutrons nesta faixa de energia produzidos em sistemas híbridos aceleradores-reatores, forneceram resultados que, embora encorajadores, não eliminaram a necessidade de repositórios definitivos na escala geológica.

Por outro lado, alternativamente à utilização de sistemas híbridos (combustível + aceleradores) para apenas queimar actinídeos, de imediato verificou-se que um sistema físsil subcrítico com uma fonte externa de nêutrons de espalação, além da transmutação,

teria um ganho líquido de energia (energia total gerada no sistema menos a energia necessária para operar o acelerador), além da possibilidade do sistema ser regenerador, e com a vantagem adicional que ao eliminar-se a fonte externa (desligar o acelerador), a reação em cadeia cessaria (segurança intrínseca) não existindo assim a possibilidade de acidente de excursão de potência. Estas idéias sugeriram que sistemas híbridos (aceleradores de prótons + reatores subcríticos) poderiam ser utilizados para gerar energia e ser uma solução aos pontos fracos acima discutidos (utilização das reservas, segurança, queima de actinídeos transurânicos). A nossa proposta é a concepção de um sistema híbrido para geração de energia, embora o mesmo conceito possa ser utilizado para a transmutação dos “minor actinides” e produtos de fissão.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

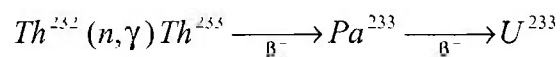
- 1.1.MAI, L. A. *Análise Tecno-Econômica do Ciclo de Combustível "TANDEM". Um Estudo do Caso Brasil-Argentina*. São Paulo: 1997. Tese (Doutorado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
- 1.2.GLUECKLER, E. L.; QUIM, J. L. E. The Advanced Liquid Metal Reactor Actinide Recycle System.. In: NINETH PACIFIC BASIN NUCLEAR CONFERENCE, May 1-6, 1994, Sydney, Australia, 1994.
- 1.3.BERGLUND, R. C. et al. PRISM - A Safe, Economic and Testable Liquid-Metal Fast Breeder Plant. *Nuclear Technology*, v. 86, p. 22, 1989.
- 1.4.CICOGNAMI, G. Nuclear Energy in the World: Present Situation and Development Prospects. II CONGRESSO GERAL DE ENERGIA NUCLEAR - CGEN, April 23-26, 1998, Rio de Janeiro, Brasil.
- 1.5.LEWIS, W. B. 1952 (AECL-968).
- 1.6.KATSUTA, H. et al. In: SECOND OECD/NEA INFORMATION EXCHANGE MEETING ON ACTINIDE AND FISSION PRODUCT SEPARATION AND TRANSMUTATION, Nov. 11-13, 1993, Argone.
- 1.7.FURUKAWA, K. et al. The combined system of accelerator molten salt breeder (AMSB) and molten salt converter reactor (MSCR). In: JAPAN-US SEMINARON "THORIUM FUEL REACTORS, Oct. 1982, Naora, Japan.
- 1.8.RUBBIA, C. AND RUBIO, J. A. *A Tentative Programme Towards a Full Scalle Energy Amplifier*. European Organization for Nuclear Research Report, Jul.15, 1996. (CERN/LHC/96-11(EET)).
- 1.9.RUBBIA, C.; RUBIO, J. A.; BUORNO, S.; CARMINATI, F.; FIÉTIER, N.; GALVEZ, J.; GELÈS, C.; KADI, Y.; KLAPISCH, R.; MANDRILLON, P.; REVOL, J. P. AND CH. ROCHE. *Conceptual Design of a Fast Nêutron Operated High Power Energy Amplifier*. European Organization for Nuclear Research Report, 1995. (CERN/AT/95-44(ET)).
- 1.10. BOWMAN, C. D. et. al. Nuclear Energy Generation and Waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal nêutron source. *Nucl. Instr. and Meth. A*, v. 320, p. 336-367, 1992.

2. REATORES HÍBRIDOS

2.1. “ENERGY AMPLIFIER” – C. RUBBIA

Essencialmente, o conceito de Rubbia [2.1] consiste em bombardear uma mistura baseada em chumbo líquido utilizando um acelerador de prótons de 1 GeV e corrente da ordem de 12,5 mA, como mostrado na Figura 2.1.

A fissão que ocorre é resultado da interação dos nêutrons gerados nas cascatas intranucleares através dos prótons do acelerador. Ou seja, o sistema utiliza um acelerador de prótons de 1 GeV para produzir uma fonte de nêutrons no reator (sub-crítico) por meio de reações do tipo espalação (“*spallation*”). A reação depende do contínuo bombardeamento do alvo pelos prótons. Isto faz com que os nêutrons da reação de espalação incidam no Tório, que é fértil, e o transforme em U^{233} , que é fissil, através da reação



gerando outros nêutrons, iniciando assim uma reação em cadeia, embora sub-crítica, cuja energia liberada é proporcional à intensidade do feixe de prótons do acelerador. Devido a este fato, simplesmente desligando o acelerador, as reações cessam, portanto não há a necessidade de barras de controle como nos reatores convencionais. Esta característica traz uma consequência de segurança imediata. O reator opera abaixo da criticalidade, eliminando assim a possibilidade de acidentes severos de excursão de potência.

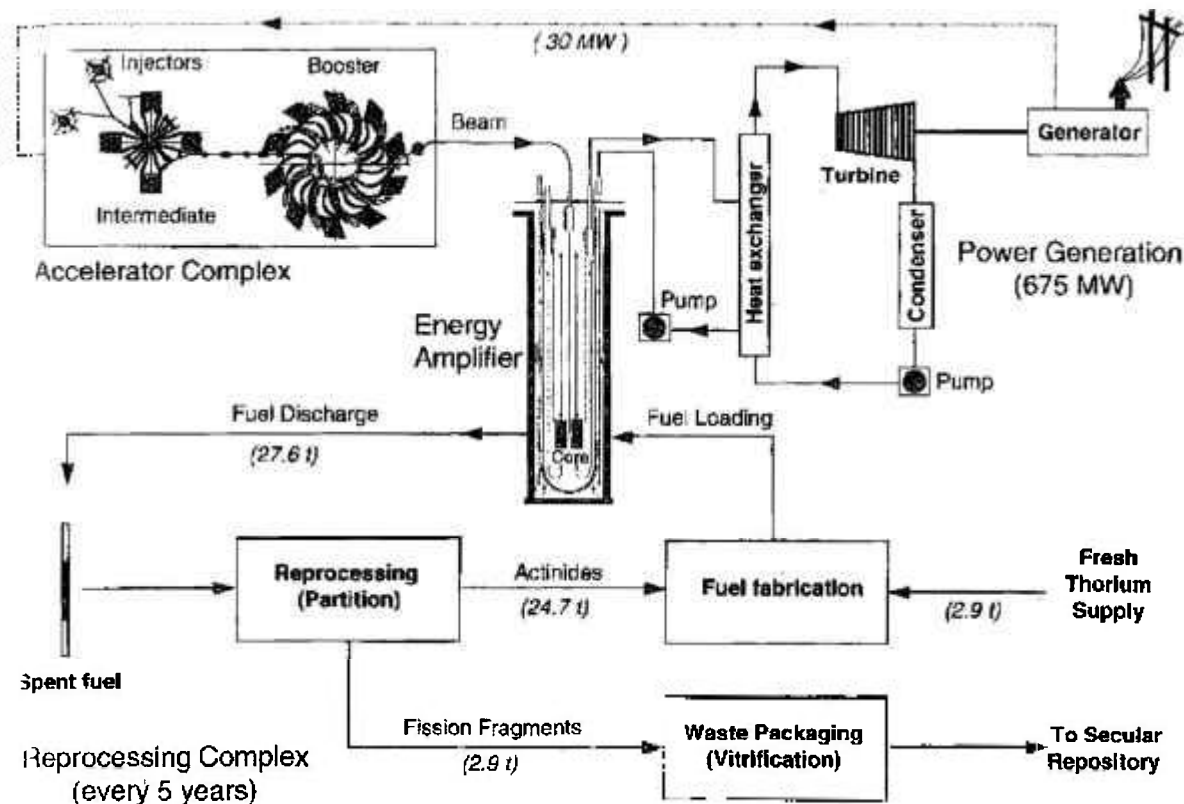


Figura 2.1. Diagrama esquemático do complexo associado ao Amplificador de Energia (AE).

O núcleo do reator se situa em uma piscina de chumbo líquido que circula por convecção natural para refrigerar o núcleo, Figura 2.2. Nenhuma bomba é necessária no circuito primário, simplificando assim o projeto e contribuindo para a segurança do AE.

Uma unidade com potência de 1500 MW precisará de aproximadamente 27,3 toneladas de combustível, que operaria durante cinco anos não precisando de rodízio ou de ser trocado. Segundo Rubbia, a Terra tem reserva suficiente de Tório para alguns milhões de anos, mesmo que usado intensivamente.

A mistura de combustível poderá conter um alto nível de resíduos radioativos dos PWR's, que podem ser transformados em isótopos com um nível mais baixo de radioatividade, se tornando então uma alternativa mais barata e melhor de ser enfrentada do ponto de vista ambientalista do que o armazenamento subterrâneo. O AE pode extrair uma quantidade de energia destes rejeitos equivalente a 30% do que é extraído da queima inicial de um PWR. Recentes experimentos em um pequeno reator a Tório no CERN demonstraram que um isótopo altamente radioativo Tc^{99} , com uma meia vida de 200.000 anos, pode ser transformado em Tc^{100} , um elemento quase inofensivo de meia vida de

apenas 15,8 segundos. A mistura de combustível pode também conter Plutônio resultante das armas nucleares, sendo assim, uma maneira de eliminar o estoque deste material um tanto quanto desnecessário hoje, em virtude do fim da guerra fria. Segundo Rubbia, 100 toneladas deste material, aproximadamente 20.000 ogivas, devem ser eliminadas.

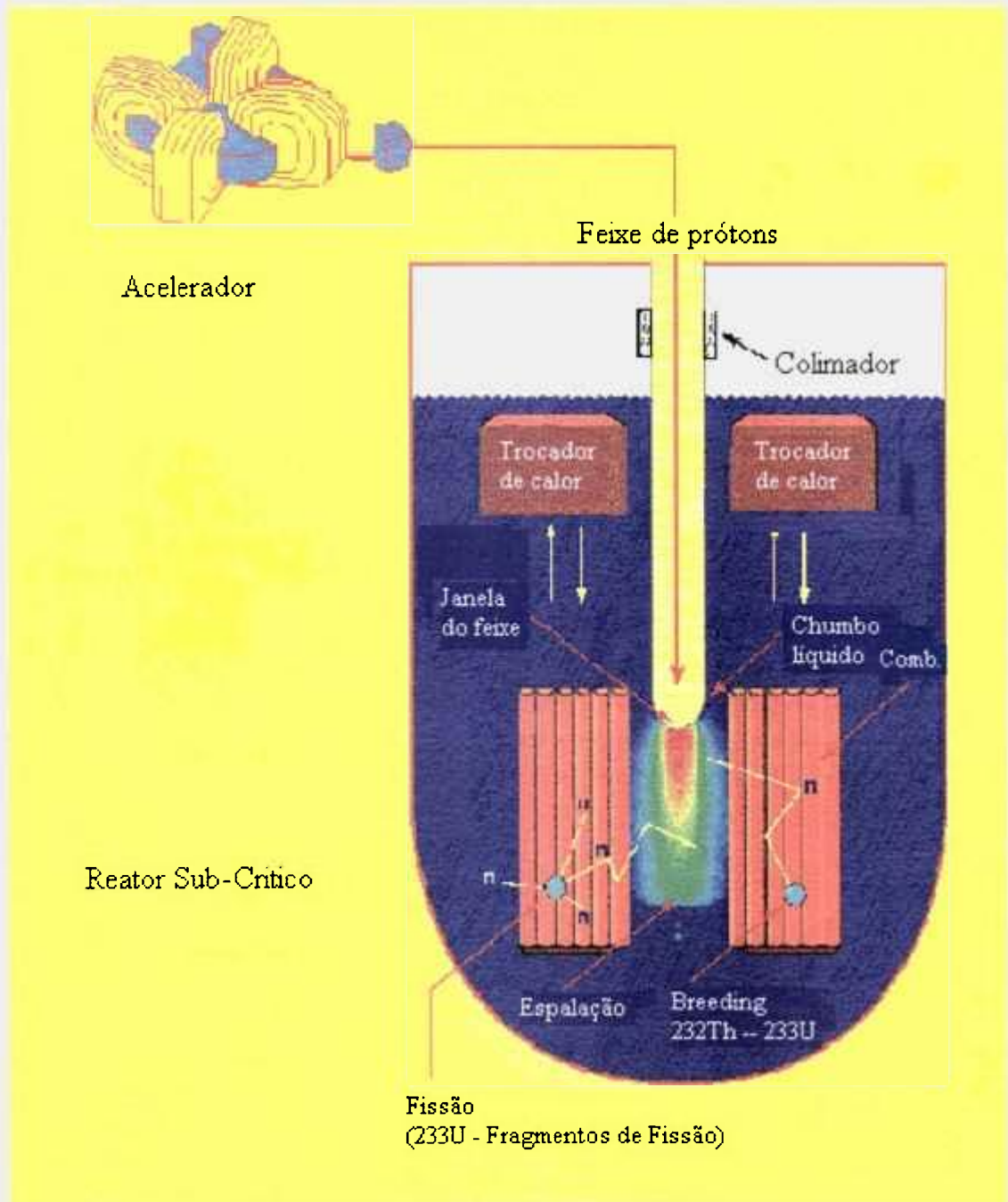


Figura 2.2. Representação esquemática do Amplificador de Energia proposto por Rubbia.

Como proposto por Rubbia, um reator-amplificador de energia desta ordem, apresenta as seguintes vantagens em relação aos reatores convencionais:

1. Alto nível de segurança inerente;
2. Produção mínima de rejeitos radioativos de meia-vida longa e eliminação da necessidade de repositórios geológicos;
3. Utilização mais eficiente das reservas naturais de Urânio e/ou Tório sem necessidade de enriquecimento isotópico;
4. Baixo custo de energia produzida e performance de operação mais alta que os PWR's convencionais, possibilitando inclusive, competição com os combustíveis fósseis;
5. O sistema opera num estado sub-crítico, abreviando desta forma, vários acidentes comumente analisados em sistemas multiplicativos;
6. Controle de potência de saída via corrente do acelerador;
7. O uso do Tório apresenta a vantagem de substancialmente não produzir quase vários transurânicos, diminuindo desta forma a toxicidade radiológica;
8. Devido às características espectrais deste sistema (nêutrons ultra-rápidos) pode-se transmutar actínídeos provenientes de reatores térmicos, diminuindo desta forma, a toxicidade radiológica, visto que na região rápida de energia do nêutron, a fissão nuclear é, de modo geral, favorecida em relação à captura radioativa;
9. A quantidade de actínídeos transurânicos por unidade de energia entregue à rede, é cerca de três ordens de grandeza menor do que os PWR's convencionais.

Uma unidade deste tipo de amplificador, conforme proposto por Rubbia, fornece 1500 MWth acoplada a um acelerador de prótons cuja energia é da ordem de 1 GeV e uma corrente de 12,5 mA. Isto significa dizer que, um grupo de três unidades desta forneceria aproximadamente 2000 MW elétricos, com um rendimento da ordem de 44%. Do ponto de vista ambiental, depois de aproximadamente 700 anos, a taxa de contaminação é 20.000 vezes menor do que a deixada por um PWR.

2.2. CONCEITOS ATUAIS

2.2.1. ATW

O ATW (*“Accelerator Transmutation of Waste”*) de LANL (*“Los Alamos National Laboratory” – USA*), é um arranjo sub-crítico que usa um feixe de prótons de alta corrente e energia direcionado a um alvo de espalação para produzir um alto fluxo de nêutrons, Figura 2.3. O processo de espalação é o resultado da interação de uma partícula de alta energia (entre 1 e 2 GeV) no núcleo do átomo alvo. Os núcleons são produzidos por evaporação, que ocorre quando um átomo altamente excitado se desexcita através da emissão de núcleons [2.2].

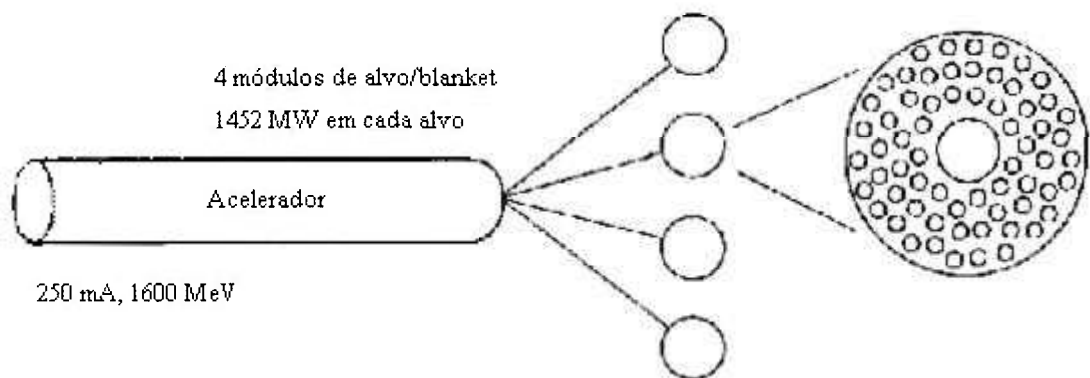


Figura 2.3. Conceito ATW (LANL, USA) Características: $E_p = 1,6$ GeV; $I_p = 250$ mA; $k_{eff} = 0,95$ Alvo: tungstênio (sólido) Moderador: água pesada Comb.: rejeitos

Os núcleons que são importantes para o ATW são os nêutrons. Desta maneira, a eficiência de um alvo no ATW é normalmente estimado em termos de número de nêutrons produzidos em função da energia e número de prótons incidentes, os quais variam com a massa atômica e a densidade do material alvo. Dois dos materiais mais utilizados são chumbo líquido e placas de tungstênio, ambos com massa atômica e densidade altas.

O projeto tem como características do feixe 1600 MeV e 250 mA [2.3]. Quando o átomo do alvo emite um núcleon, um novo núcleo é produzido. Estes novos isótopos são chamados de produtos da espalação. Estes produtos de espalação produzidos são função do material do alvo, e sua distribuição (por massa atômica) exibem um pico bem marcante

próximo a massa do núcleo alvo. Muitos destes produtos são de meia vida curta ou estáveis, e portanto não são considerados. Entretanto, alguns destes produtos são isótopos radioativos de meia vida longa que serão produzidos durante a operação de um ATW, gerando um problema de rejeitos no fim de sua operação. Por exemplo, os produtos de espalação para o alvo de chumbo incluem os isótopos de longa vida ^{182}Hf , ^{194}Hg , ^{202}Pb e ^{205}Pb . Assume-se que estes isótopos serão continuamente reciclados nos alvos remanufaturados, atingindo assim, uma certa condição de equilíbrio. Estes elementos serão então dispostos geologicamente no fim de vida do ATW.

As Figuras 2.4 e 2.5 mostram o “blanket” dos actínídeos e produtos de fissão que cerca o alvo. Uma região refletora que circunda o “blanket” aumenta a economia de nêutrons no ATW refletindo, ou redirecionando, os nêutrons que escapam do sistema, de volta para o arranjo. Um vaso externo encerra o ATW.

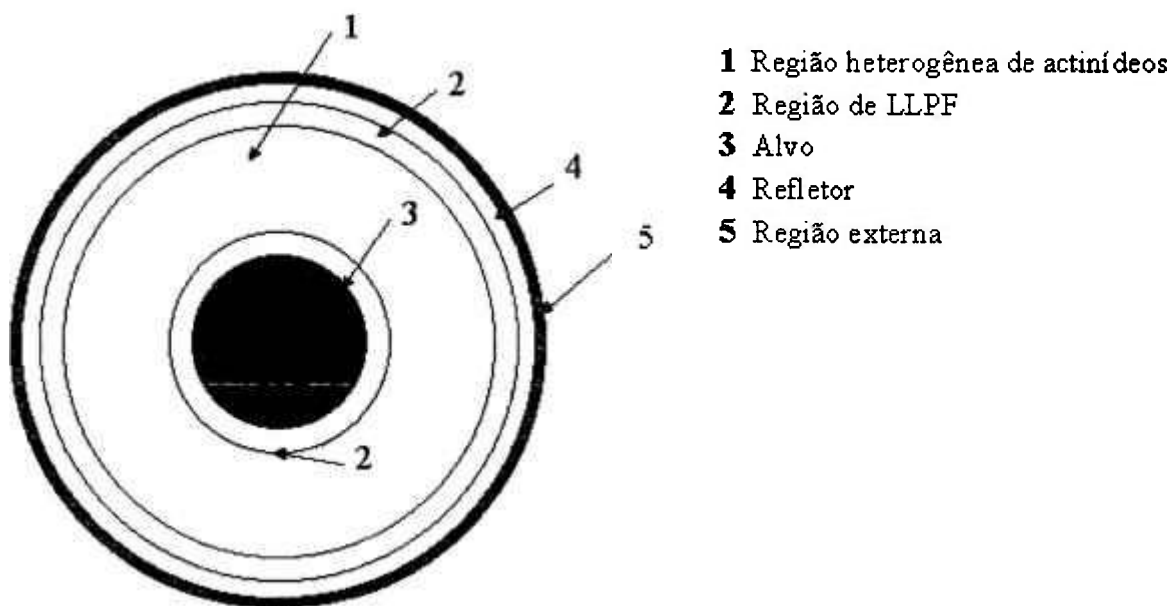


Figura 2.4. Vista superior simplificada do sistema ATW.

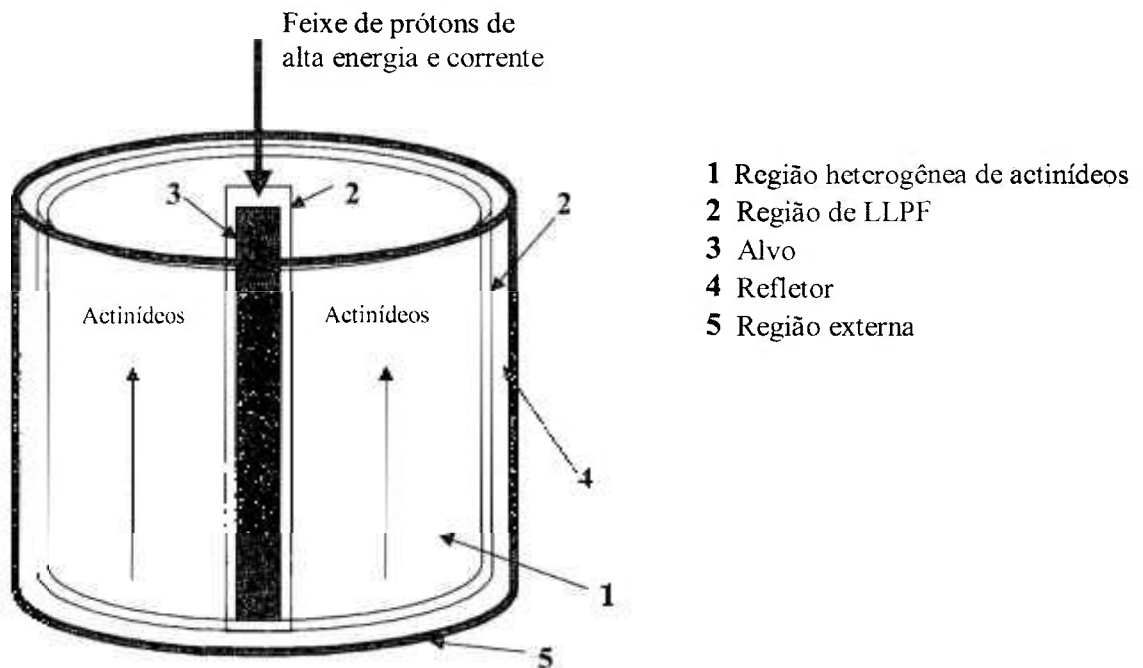


Figura 2.5. Vista lateral simplificada do sistema ATW.

2.2.2. NSNS

Em muitas áreas da física, como materiais e engenharia nuclear, entre outras, é muito importante se ter uma fonte de nêutrons intensa, assim pode-se estudar propriedades de materiais. Uma instalação proposta para este propósito é o NSNS (“*National Spallation Neutron Source*”) em ORNL (“*Oak Ridge National Laboratory*” – USA) [2.4]. Esta instalação consiste de duas partes: 1) um acelerador de prótons de alta energia (~ 1 GeV) e alta potência (~ 1 MW), e 2) um sistema de alvo que converterá os prótons em nêutrons de baixa energia (≤ 2 eV) e os direciona aos instrumentos de medida.

O alvo e os instrumentos experimentais estão localizados em um único prédio,

Figura 2.6. O alvo pode ser separado em quatro áreas:

- O arranjo do alvo, incluindo os moderadores e refletores
- O sistema dos feixes de nêutrons
- Sistemas de gerenciamento remoto
- Controles do sistema do alvo

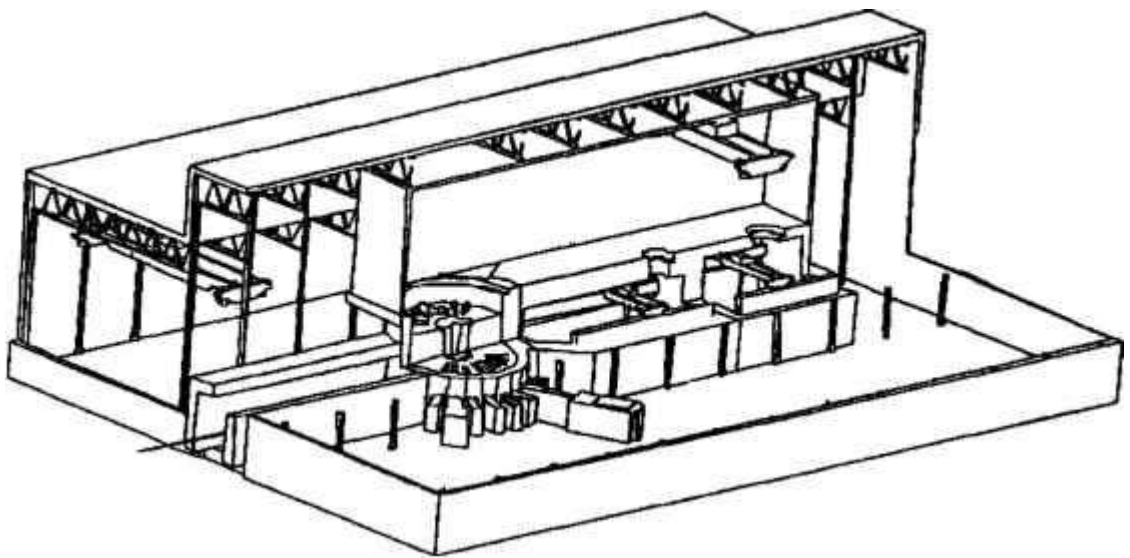


Figura 2.6. O alvo é posicionado em um bloco de blindagem composto de concreto e ferro de aproximadamente 12m de diâmetro. O feixe de prótons entra horizontalmente e os nêutrons moderados saem através de 18 canais laterais.

O alvo é composto de material líquido. O projeto do NSNS utiliza mercúrio como material alvo [2.5]. Um alvo de material líquido pesado foi escolhido ao invés de um alvo sólido refrigerado a água pois (1) tem-se mais liberdade de alterações de projeto em relação à potência, (2) o material do alvo líquido dura o mesmo tempo da instalação, e (3) a duração do sistema de alvo líquido, incluindo sua estrutura, em relação aos danos de radiação, é maior, Figura 2.7. O mercúrio foi escolhido também devido a outras vantagens: 1) ele é líquido à temperatura ambiente, 2) tem boas propriedades de transporte de calor, e 3) tem número atômico e densidade altos, resultando num grande rendimento neutrônico.

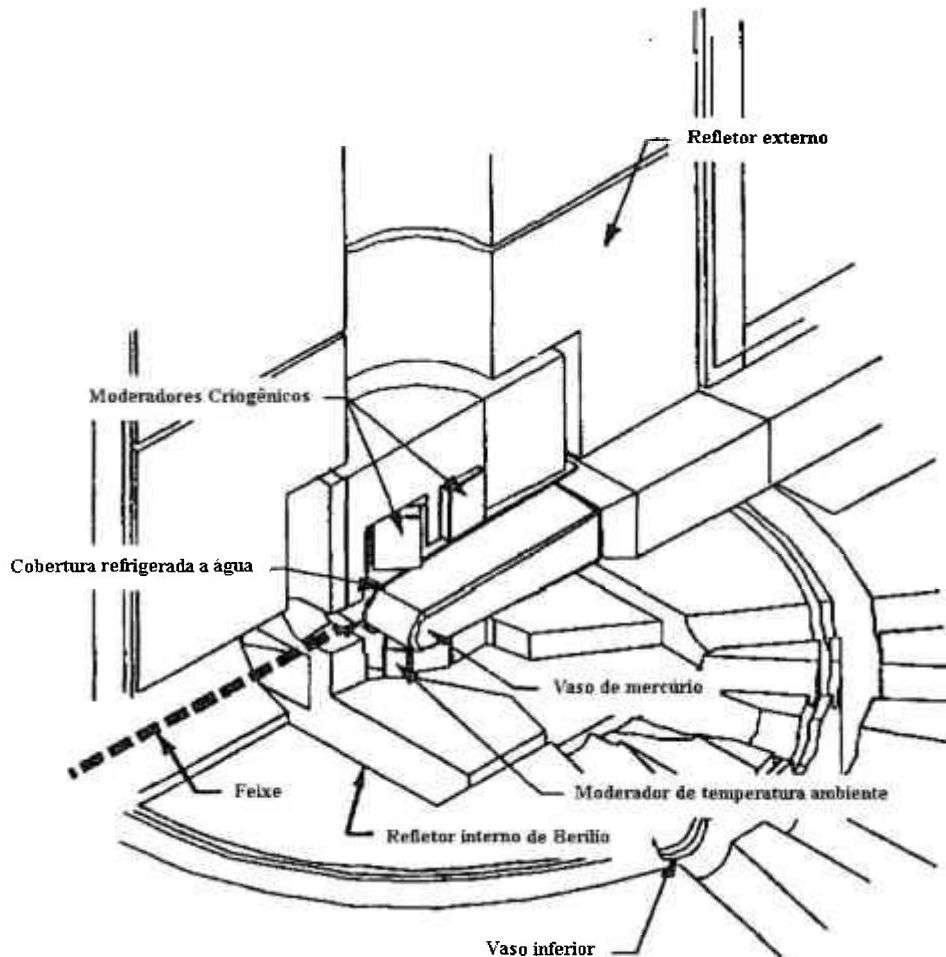


Figura 2.7. A configuração do alvo de mercúrio tem 4 m de largura, 1 m de altura e 6,5 m de comprimento. O repositório do mercúrio é feito de aço inox do tipo 316.

Na Tabela 2.1, tem-se as características do acelerador a ser utilizado no complexo do NSNS.

Tabela 2.1. Grandezas referentes ao acelerador do NSNS

Parâmetro	Valor
Energia dos prótons (GeV)	1
Duração do pulso (μs)	0,5
Frequência do pulso (Hz)	60
Porcentagem da energia do feixe depositada no alvo de mercúrio (%)	60
Corrente do feixe (mA)	1 - 2
Potência total do feixe (MW)	1 - 2

Fontes de espalação de nêutrons como o NSNS encontram os mesmos tipos de desafios do que outras propostas. O sistema do alvo estará sujeito a um ambiente altamente agressivo que irá degradar as propriedades dos materiais. Com isso, a performance satisfatória dos materiais por períodos relativamente longos, irá, com certeza, determinar a viabilidade de instalações com este propósito. Os componentes de interesse incluem o “container” do alvo líquido, janelas do feixe, estruturas de suporte e a própria estrutura do feixe.

2.2.3. MUSE

Reatores Híbridos, especificamente os ADS, estão sendo estudados na França como parte do programa de pesquisa sobre as opções quanto ao controle e manuseio de rejeitos radioativos [2.6]. Além dos estudos para estabelecer e esclarecer as vantagens dos ADS, um outro programa foi iniciado para se verificar experimentalmente os princípios físicos básicos destes sistemas.

O estudo neutrônico é feito desacoplando a fonte externa e o meio multiplicador sub-crítico. Isto pode ser realizado graças ao GENEPI (*Generateur de Neutrons Pulsé Intense*) Figura 2.8, um acelerador baseado nas reações (D,D) e (D,T) produzindo duas fontes de nêutrons bem conhecidas (em termos de intensidade e energia do nêutron) e o MASURCA (*Maquette Surgénératrice Cadarache*) onde diferentes meios multiplicadores sub-críticos, em termos de combustível, refrigerante e arranjo, podem ser executados, Figura 2.9. Neste contexto, um experimento, como parte do projeto MASURCA, com o nome de MUSE (*Multiplication of an External Source*) foi iniciado em 1995 [2.7].

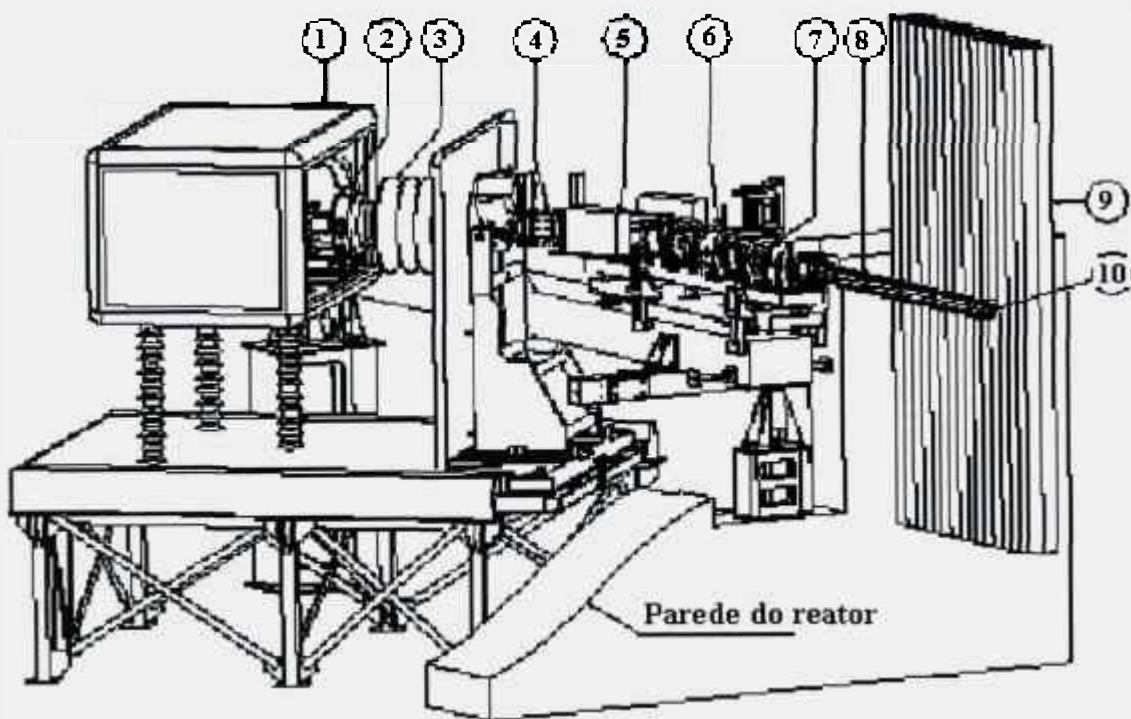


Figura 2.8. Vista do acelerador GENEPI com a (1) fonte de alta tensão, fonte de íons (2), o tubo acelerador (3), três lentes eletrostáticas (4,6,7), magneto de dipolo (5), linha do feixe (8), varetas combustíveis dentro do reator (9) e o alvo de trítio (10).

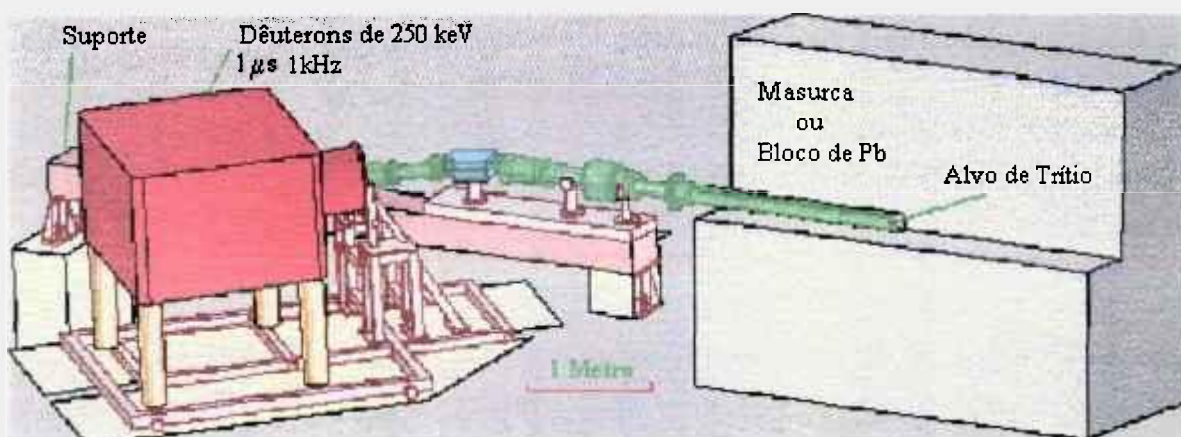


Figura 2.9. Vista esquemática do acoplamento GENEPI-MASURCA.

Os tópicos principais são:

- Definir as configurações experimentais sub-críticas em termos de combustível, refrigerante, arranjo geométrico, tipo de fonte externa e modo de operação (contínuo e/ou pulsado);
- Caracterizar experimentalmente estas configurações, em termos de fluxo de nêutrons e espectro de nêutrons, através de técnicas padrões ou através do desenvolvimento de novas técnicas;
- Desenvolver novas técnicas experimentais específicas, principalmente na operação de sistemas sub-críticos, mas também na obtenção de resultados experimentais para se definir incertezas experimentais mais precisas;
- Analisar estes resultados experimentais através de diferentes dados nucleares e métodos de cálculo (determinístico e códigos de Monte Carlo);
- Definir um método de cálculo de referência (incluindo dados nucleares e ferramentas de cálculo) para previsões neutrônicas em ADS;
- Associar a este padrão de referência suas incertezas e compará-las a valores equivalentes em sistemas críticos.

Experimentos complementares – o experimento SAD: *sub-critical assemble* em combinação com o acelerador de prótons em Dubna – serão realizados utilizando diferentes fontes de espalação de nêutrons (alvos de *Pb*, *W*, *Pb-Bi*) produzidos por um sincrotron.

Um número de três configurações experimentais serão estudadas nas instalações de MASURCA baseados no mesmo combustível (MOX) e três diferentes materiais refrigerantes, que são os três atuais materiais refrigerantes em análise em projetos de ADS:

- Sódio: experimento MUSE-3 e MUSE-4
- Chumbo: experimento MUSE-3 Pb e MUSE-5 Pb
- Vazio (simulando gás): experimento MUSE-5 Gás

Na Tabela 2.2 tem-se as características experimentais do experimento MUSE-3 [2.8].

Tabela 2.2. Características experimentais do experimento MUSE-3

Núcleo	Gerador de nêutrons
Altura : h = 60 cm	Gerador de nêutrons SODERN GENIE-
: Raio do combustível variando de 45 a 51 cm dependendo da reatividade	26 que utiliza a reação (D,T), com um alvo de Trítio no centro e um feixe de Deutério de 150keV
Composição do núcleo (frações de volume):	Diâmetro : 88 mm
Comb. (UO ₂ -PuO ₂) : 34%	Altura : 100 cm
(Pu/(U+Pu)) = 25%	Energia do nêutron : 14 MeV
refrig. Sódio : 43%	Emissão : isotrópica
materiais estruturais : 12%	3 x 10 ⁸ n/s (contínua)
vazio : 11%	10 ⁵ n/μs) (pulsada 200 Hz)
regiões de buffer : h = 60 cm	
: r = 12 cm	
com 100% de sódio ou chumbo puro	

2.2.4. HYPER e KOMAC

Um estudo sobre transmutação foi iniciado em 1992 no Instituto de Pesquisa de Energia Atômica da Korea (*KAERI – Korea Atomic Energy Research Institute*). Entretanto, até 1995 as pesquisas não foram muito ativas. Durante este período, uma série de estudos de viabilidade foram realizados e algumas linhas básicas foram estabelecidas para se direcionar os estudos em transmutação. Destes estudos, um reator sub-crítico acoplado com acelerador (ADS) foi considerado como sendo o mais promissor candidato para incineração de rejeitos dos atuais reatores de potência em operação. O KAERI está implantando o programa de pesquisa chamado HYPER (*Hybrid Power Extraction Reactor*) que foi idealizado em Julho de 1997 [2.9]. A Figura 2.10 mostra o conceito básico do sistema HYPER. Como mostrado na figura, três diferentes sistemas, o acelerador, o “blanket” sub-crítico, e a instalação de reciclagem de combustível, devem ser desenvolvidas para o sistema HYPER. O KAERI também lançou o KOMAC (*Korea Multi-purpose Accelerator Complex*) para o estudo de física básica, assim como pesquisa em transmutação e pesquisas sobre o ciclo do combustível em vários níveis, como separação de TRU. Assim, o

programa HYPER tem como principal objetivo desenvolver tecnologia relacionada ao “blanket” sub-crítico.

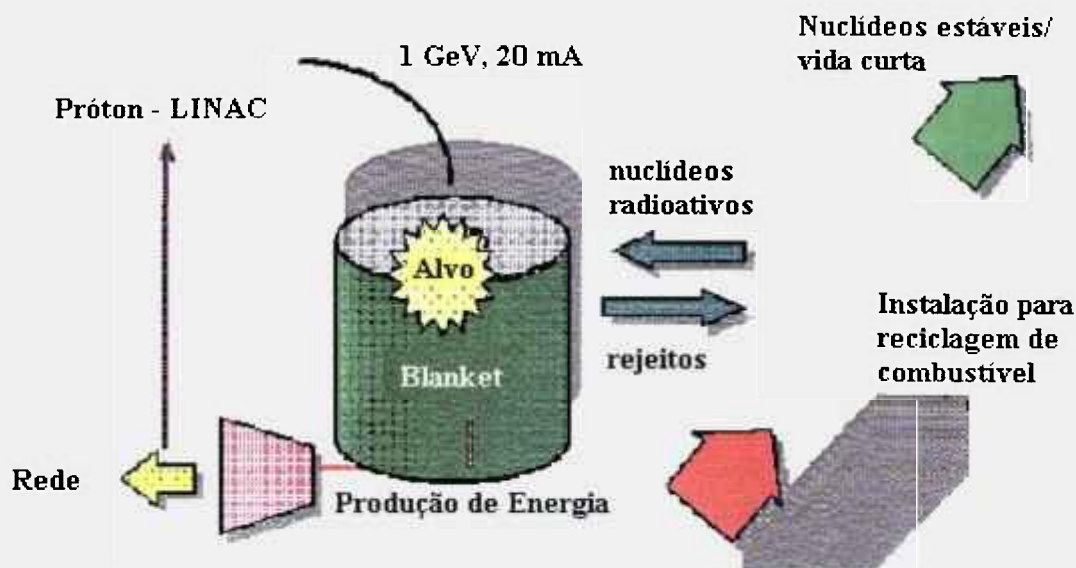


Figura 2.10. Representação do conceito HYPER.

O calendário para o desenvolvimento do projeto HYPER é dividido em duas partes. As tecnologias básicas estão planejadas para serem desenvolvidas na Fase I (1997 – 2001) e uma instalação de testes pequena (~ 5 MWth) deve ser projetada e construída na Fase II (2002 – 2006).

A Fase I pode ser dividida em:

1. Motivação para a pesquisa no projeto HYPER. Para se conseguir o suporte financeiro necessário, mais investigações e cálculos devem ser realizados para se garantir sua viabilidade;
2. Conceito preliminar. Nenhum conceito específico foi previamente decidido. Muitas atividades de pesquisa devem ser realizadas para se decidir os requerimentos para a configuração básica que o projeto HYPER necessita. Com base nestes requerimentos, uma configuração preliminar do tipo de combustível, método de refrigeração e escolha de materiais devem ser escolhidos;
3. Estratégia de desenvolvimento. Todas as tecnologias desenvolvidas e materiais escolhidos para refrigeração, estruturas, região de espalação, etc serão testados.

Após os testes individuais, um experimento com todos os sistemas integrados será realizado para confirmar seu comportamento em conjunto.

A Fase II iniciará após a conclusão de que a Fase I foi bem sucedida. Além da análise de especialistas envolvidos no projeto, também haverá a avaliação do governo em conjunto. As principais etapas são:

1. desenvolvimento de um modelo teórico para analisar o comportamento do sistema de refrigeração, do combustível, e do desempenho físico da proposta;
2. cálculo e projeto de um protótipo;
3. construção do protótipo;
4. análise de segurança do projeto para obtenção da permissão de operação das autoridades competentes.

Quanto ao projeto KOMAC, o objetivo principal é a geração de um feixe de prótons de 1 GeV e 20 mA. Ele será utilizado para pesquisa básica, produção de radioisótopos, e desenvolvimento de tecnologia de transmutação. O cronograma de desenvolvimento do projeto KOMAC também será dividido em duas fases, em combinação com o projeto HYPER. O injetor, RFQ (3 MeV, 20 mA), DTL (20 MeV, 20 mA) e outras tecnologias aplicadas ao feixe serão desenvolvidas na Fase I (1997 – 2001) e toda a instalação do acelerador será completada na Fase II (2002 – 2006).

As principais atividades na Fase I são:

1. desenvolver todo o sistema do acelerador;
2. desenvolver a óptica de alta corrente de íons, RF de alta potência, tecnologia de cavidades de super condutoras;
3. projetar e construir o injetor (50 keV, 30 mA), RFQ (3 MeV, 20 mA), DTL (20 MeV, 20 mA);

Na Fase II, as principais atividades esperadas são:

1. desenvolver a tecnologia do feixe secundário e de transporte do feixe;
2. projetar e construir CCDTL (100 MeV, 20 mA), CCL (1 GeV, 20 mA);
3. desenvolver alvos para feixes de alta energia, instalações para aplicações médicas, instalações para pesquisas fundamentais;

4. instalações de interface para transporte do feixe para o HYPER para experimentos de transmutação. Planeja-se arrecadar parte dos fundos com a indústria, que poder ser um possível usuário final da tecnologia desenvolvida.

2.2.5. MYRRHA

O projeto MYRRHA é um ADS com o objetivo de fornecer prótons e nêutrons para diversas aplicações. Esta aplicações podem ser divididas em três blocos:

1. melhorar e iniciar novas atividades em áreas que existam no SCK-CEN (*StudieCentrum voor Kernergie - Centre d'Etude de l'Energie Nucleaire*) Laboratório Nacional Belga de Pesquisas em Energia Nuclear, assim como transmutação de rejeitos, tecnologias em ADS, e utilização de metais líquidos;
2. criar novas áreas de aplicações no SCK-CEN assim como aplicações médicas (próton terapia, desenvolver novos isótopos a partir da utilização de feixes de nêutrons e prótons), e novas aplicações com feixes de nêutrons;
3. continuar, e no futuro expandir, os programas em andamento em ADS no SCK-CEN na área de materiais em reatores, pesquisas em física de reatores e combustível nuclear.

O SCK-CEN também considera como sendo uma das maiores preocupações referentes a energia nuclear a administração dos rejeitos radioativos. Os repositórios geológicos são hoje a solução deste problema. Entretanto, outras alternativas e soluções são muito bem vindas. O que pode ser muito útil é a transmutação dos “*minor actinides*”, MA (^{237}Np , ^{241}Am , ^{243}Am , ^{242}Cm , ^{244}Cm ...) e os produtos de fissão de meia-vida longa, LLFP (*long lived fission products*). O projeto MYRRHA tornará possível estudar estes problemas.

O SCK-CEN precisa de um fluxo de nêutrons intenso para levar adiante os estudos de segurança de reatores. Atualmente, isto está sendo realizado pelo reator de testes de materiais SCK-CEN BR2. Num segundo estágio da instalação do BR2, o SCK-CEN necessita de um fluxo maior de nêutrons, que será um dos objetivos do MYRRHA.

Outro objetivo do SCK-CEN é a produção de radioisótopos para aplicações médicas, baseados na irradiação de um fluxo de nêutrons intenso. Durante dois anos (1995 – 1996), o SCK-CEN e a IBA (*Ion Beam Applications*) estudaram o projeto ADONIS

(Accelerator Driven Operated New Isotope System), um ADS dedicado a produção de radioisótopos. O projeto MYRRHA iniciou-se com uma extensão do ADONIS.

O estágio atual do projeto (2001), é baseado no acoplamento de um ciclotron comercial, melhorado e adaptado, com um alvo de espalação sem-janela de *Pb-Bi*, cercado por um meio multiplicador de nêutrons sub-crítico numa configuração tipo piscina, Figura 2.11. O circuito do alvo de espalação é completamente separado do refrigerante do núcleo como resultado do projeto sem-janela para se utilizar os prótons de baixa energia sem reduzir drasticamente o desempenho do núcleo [2.7].

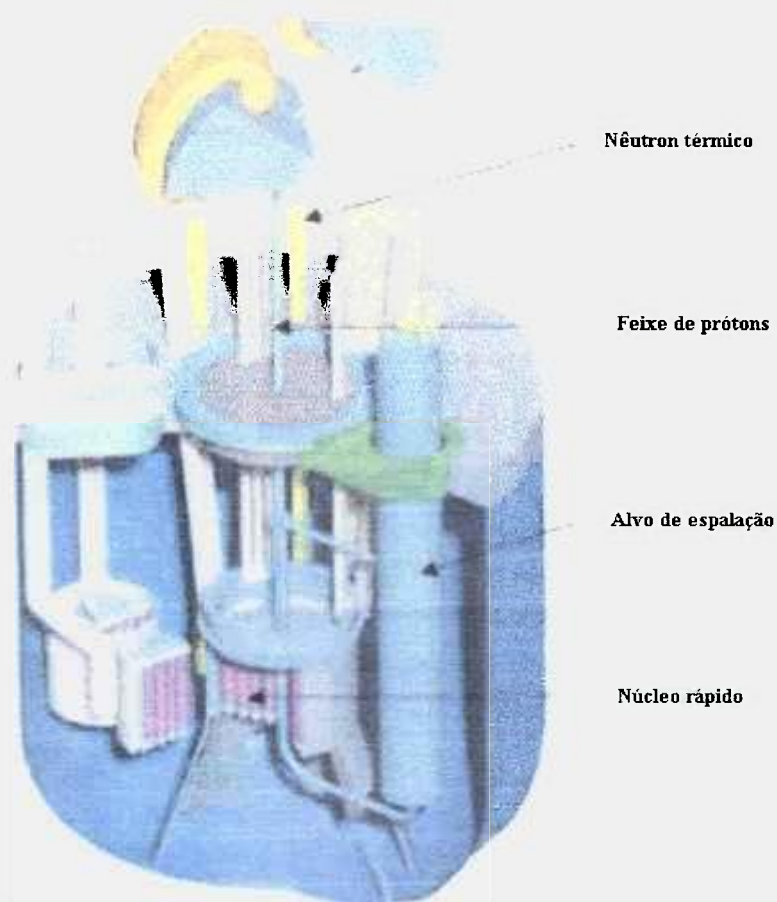


Figura 2.11. Vista geral do projeto atual do MYRRHA (2001).

A piscina do núcleo contém um núcleo com um espectro rápido, refrigerado com *Pb-Bi* líquido. O núcleo é preenchido com varetas combustíveis típicas de reatores rápidos com um comprimento ativo de 600 mm dispostos em um arranjo hexagonal com uma distância de 122 mm de placa a placa. A posição do hexágono central é deixada livre para

acomodar o módulo de espalação. O núcleo é composto de 18 elementos combustíveis, dos quais 12 contém 30% de Pu e 6 contém 20% de Pu .

A concepção do MYRRHA é determinada pelas exigências quanto a versatilidade nas aplicações e na possibilidade de se utilizar tantas quanto forem possíveis as tecnologias existentes. Os trocadores de calor e a unidade de bomba primária ficam dentro da piscina do reator. O acelerador deve ser instalado numa estrutura separada do que a que abriga o núcleo sub-crítico e o módulo de espalação. O feixe de prótons irá atingir o alvo de espalação de cima para baixo.

A IBA projetou um ciclotron de 350 MeV e 5 mA, composto de um acelerador de dois estágios. Um ciclotron injetor que acelera os prótons de 40 a 70 MeV e um “booster” que então os acelera para 350 MeV. Outra opção é a partir de íons e HH^+ . Estes íons são acelerados até 2,5 mA e 700 MeV, onde por “stripping” eles se transformam em dois prótons de 350 MeV cada, dividindo assim a rigidez magnética por dois e permitindo sua extração. Esta solução reduz os problemas de carga espacial já que apenas metade do feixe é acelerada. O único problema é que com estes valores o diâmetro do ciclotron chegaria a 20 m.

O alvo de espalação é composto de Pb-Bi. O Pb-Bi é bombeado para um reservatório onde depois ele desce para o centro do núcleo. Ao final do trajeto, uma superfície de metal líquido é formada, que está em contato com o vácuo do guia do feixe de prótons. Não existe nenhuma janela “convencional” entre a superfície de Pb-Bi e o feixe para se evitar dificuldades de engenharia no projeto da janela e também para se minimizar a perda de energia das partículas. Quando a mistura Pb-Bi deixa a região do núcleo, ela é resfriada e bombeada novamente para o reservatório.

A escolha de um projeto de acelerador-alvo sem-janelas foi escolhido levando-se em conta os seguintes fatos:

- com energia da ordem de 350 MeV, o próton incidente transporta cerca de 7 MeV de energia cinética por nêutron de espalação. Quase 85% da energia incidente deixa o alvo na forma de energia de “evaporação” do núcleo. A existência da janela diminuiria a fração da energia incidente transferida aos nêutrons de espalação;
- um projeto sem-janela evita partes vulneráveis na concepção, aumentando sua durabilidade e evitando-se problemas de engenharia;

- devido a alta densidade de corrente de prótons ($> 130 \mu\text{A}/\text{cm}^2$) e a baixa energia do feixe de prótons, a utilização de uma janela no projeto do módulo de espalação do MYRRHA, levaria a problemas de enfraquecimento do material.

Na Tabela 2.3 encontram-se os valores esperados no núcleo sub-crítico do MYRRHA:

Tabela 2.3.

Fonte de Espalação	Parâmetros neutrônicos	Valor
Fonte de Espalação	Ep (MeV)	350
	Ip (mA)	5
	n/p	4,40
	Intensidade (En < 20MeV)	1,23
Núcleo sub-crítico	k_{eff}	0,948
	k_s	0,959
	IF	1,29
	$MF = 1 / (1 - k_s)$	24,51
	Potência térmica (MW)	32,2
	Densidade de potência média (W/cm^3)	232
	Potência linear de pico (W/cm)	475
	Fluxo de nêutrons $> 1\text{MeV}$ ($10^{15} \text{ n}/\text{cm}^2$)	
	ao redor do alvo	0,83
	1º anel de combustível	0,73
	Fluxo de nêutrons $> 0,75\text{MeV}$ ($10^{15} \text{ n}/\text{cm}^2$)	
	ao redor do alvo	1,14
	1º anel de combustível	1,03
	Número de varetas combustível	2286

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 2.1. RUBBIA, C.; RUBIO, J. A.; BUORNO, S.; CARMINATI, F.; FIÉTIER, N.; GALVEZ, J.; GELÈS, C.; KADI, Y.; KLAPISCH, R.; MANDRILLON, P.; REVOL, J. P. AND CH. ROCHE. *Conceptual Design of a Fast Nêutron Operated High Power Energy Amplifier*. European Organization for Nuclear Research Report, 1995. (CERN/AT/95-44(ET)).
- 2.2. WOLFF-BACHA, F. *Simulation de transmutation de déchets nucléaires à vie longue par accélérateur*. Paris: 1997. Tese (Doutorado) - Université de Paris-Sud, U. F. R Scientifique D'Orsay.
- 2.3. FINCK, P. J. U.S. Activities Related to Fast Reactors. In: TECHNICAL WORKING GROUP ON FAST REACTORS (TWG-FR), May 14-18, 2001, Almaty/Kurchatov, Kazakhstan.
- 2.4. GABRIEL, T. A.; BARNES, J. N.; CHARLTON, L. A.; DISTEFANO, J.; FARRELL, K.; HAINES, J.; JOHNSON, J. O.; MANSUR, L. K.; PAWEL, S. J.; SIMAN-TOV, M.; TALEYARKHAM, R.; WENDEL, M. W.; BOOTH, R. S.; MCMANAMY, T. J.; RENNICH, M. J.; SHARP, W. Overview of the NSNS Target Station. In: ANN. MEET. AM. NUCL. SOC., June, p. 1066-1076, 1997, Orlando, FL.
- 2.5. BAUER, G. S. *EES-Liquid Metal Target Studies*, 1995. (EES95-33T).
- 2.6. SALVATORES, M. The Back-End of Fuel Cycle Strategies. In: INT. CONF. GLOBAL'97, Oct., 1997, Yokohama.
- 2.7. THE EUROPEAN TECHNICAL WORKING GROUP ON ADS. An European Roadmap for Developing Acelerator Driven Systems (ADS) for Nuclear Waste Incineration. 2001. (ISBN 88-8286-008-6).
- 2.8. LEBRAT, J. F. et. al. Experimental investigation of multiplying subcritical media in presence of an external source operating in pulsed or continuous mode: the MUSE-3 experiment. In: 3RD INTERNATIONAL CONFERENCE ON ACCELERATOR DRIVEN TRANSMUTATION TECHNOLOGIES AND APLICATION, June, 1999, Praha (Pruhonice), Czech Republic.
- 2.9. HAHN, D. AND KIM, Y. I. Status of National Programmes on Fast Reactors and Accelerator Driven Systems in Korea. In: TECHNICAL WORKING GROUP ON FAST REACTORS (TWG-FR), May 14-18, 2001, Almaty/Kurchatov, Kazakhstan.

3. PROPOSTA ALTERNATIVA

Analisando o sistema de refrigeração por chumbo proposto por Rubbia notamos uma série de problemas:

1. A perda de carga por convecção natural é muito maior do que na convecção forçada devido às correntes produzidas no processo de convecção natural;
2. Para dar partida no reator, o *Pb* deve ser totalmente derretido. Como o vaso tem 30 m de altura, o tempo da transformação da fase sólida para a fase líquida é da ordem de 2670 horas (aproximadamente 4 meses) o que não é prático [3.1] além de mantê-lo líquido;
3. A manutenção do gerador de vapor não pode ser feita após o resfriamento do reator pois o *Pb* se solidifica, portanto ser feita quando o *Pb* está líquido,
4. Há problemas estruturais complicados em caso de terremoto, devido à mudança do centro de gravidade do *Pb* líquido e em consequência as forças das reações nos suportes são excessivas,
5. Troca de combustível é remota e complicada (item 3).
6. Algum tipo de aditivo e/ou encamisamento deve ser empregado para evitar a corrosão nos materiais [3.2].

Em relação ao acelerador, encontramos também alguns problemas:

1. Um acelerador como proposto originalmente (Ciclotron com $E_p=1$ GeV, $I=12,5$ mA) não existe em funcionamento. Existem várias propostas para o futuro, embora todas sejam com Aceleradores Lineares.
2. Os elementos combustíveis centrais são mais solicitados em termos de queima e temperatura, tendo portanto, uma maior densidade de potência.

Basicamente propomos três inovações:

- 1 A utilização de mais de uma fonte de espalação. Este item tem por trás a relação Energia do próton (Ep) x Corrente do acelerador (Ip). Neste caso o objetivo é estabelecer a melhor relação entre estes dois itens ($Ep \times Ip$) para se obter a melhor distribuição espacial e energética dos nêutrons, e uma distribuição da densidade de potência mais homogênea. Com mais de um ponto de espalação, podemos distribuir melhor esta queima e temperatura, de modo a não sobrecarregar a região central do núcleo, fazendo com que o combustível seja queimado por igual, dentro do possível, em todo o núcleo, e também simplifica os requisitos do acelerador;
- 2 Utilização de chumbo sólido entre os elementos combustíveis e chumbo líquido apenas na região de espalação. Nos canais de espalação, o chumbo seria mantido líquido e em circulação para evitar danos e aquecimento induzidos pelas partículas e produtos da reação (píons, múons, etc), além da necessidade de um sistema de purificação para os produtos de espalação. Fora da região de espalação o chumbo permanecerá sólido
- 3 Refrigeração por He , que aproveitando a alta temperatura (800 °C), utilizaria turbinas a gás (ciclo Brayton) que além da geração de eletricidade, poderia ser utilizado na produção de H_2 via Metano. Além da circulação do He nos canais combustíveis, seria necessária a refrigeração através de canais na “calândria” para manter uma temperatura adequada e o Pb sólido. A Figura 3.1 mostra como será feita a extração de energia pela passagem de He nos canais combustíveis.

O conceito aqui proposto [3.3], consiste na utilização de uma calândria de chumbo sólido contendo canais de combustível semelhantes ao CANDU, sendo que o núcleo inicial seria constituído de uma região central de combustível composta de dióxido de urânio e dióxido de tório ($0,1 U^{233}O_2 + Th^{232}O_2$), e uma segunda região (“*blanket*”) composta de dióxido de tório (que geraria material fissil, U^{233}), sendo que estas regiões seriam envolvidas por uma camada refletora de chumbo, como visto na Figura 3.2. O gerenciamento “*in core*” remanejaria os elementos combustíveis de maneira a atender os seguintes critérios: i) queima máxima de actínideos transurânicos, ii) manter um fator de multiplicação de trabalho da ordem de 0,96, iii) otimizar a queima de extração. Desta forma um elemento combustível reciclaria internamente nos vários canais até o seu aproveitamento máximo e com o mínimo de inventário de actínideos transurânicos. Quando

estes critérios fossem atendidos, o elemento seria retirado e um novo elemento seria introduzido. Propomos inicialmente um ciclo de combustível aberto, e eventualmente um ciclo fechado, para verificar-se a possibilidade de eliminar-se totalmente a necessidade de repositórios finais. O presente plano de trabalho concentra-se no início de vida do combustível, embora faremos algumas considerações sobre a transmutação.

Existe uma outra variante bastante positiva a nosso favor para o desenvolvimento deste projeto de pesquisa, que é a existência de um programa de estudos no Brasil para a utilização de Tório em reatores [3.4,3.5,3.6], por possuir importantes reservas deste minério [3.7]. Além do fato de ter o IPEN, realizado estudos de utilização de *Th* em LWR (*Light Water Reactor*) e GCFR (*Gas Cooled Fast Reactor*) [3.8,3.9,3.10] e, principalmente pelo fato de que o Brasil e a Índia, também detentora de grandes reservas de *Th*, estabeleceram um programa de utilização de *Th* em reatores nucleares com o desenvolvimento de várias etapas do ciclo do combustível, incluindo o reprocessamento [3.11].

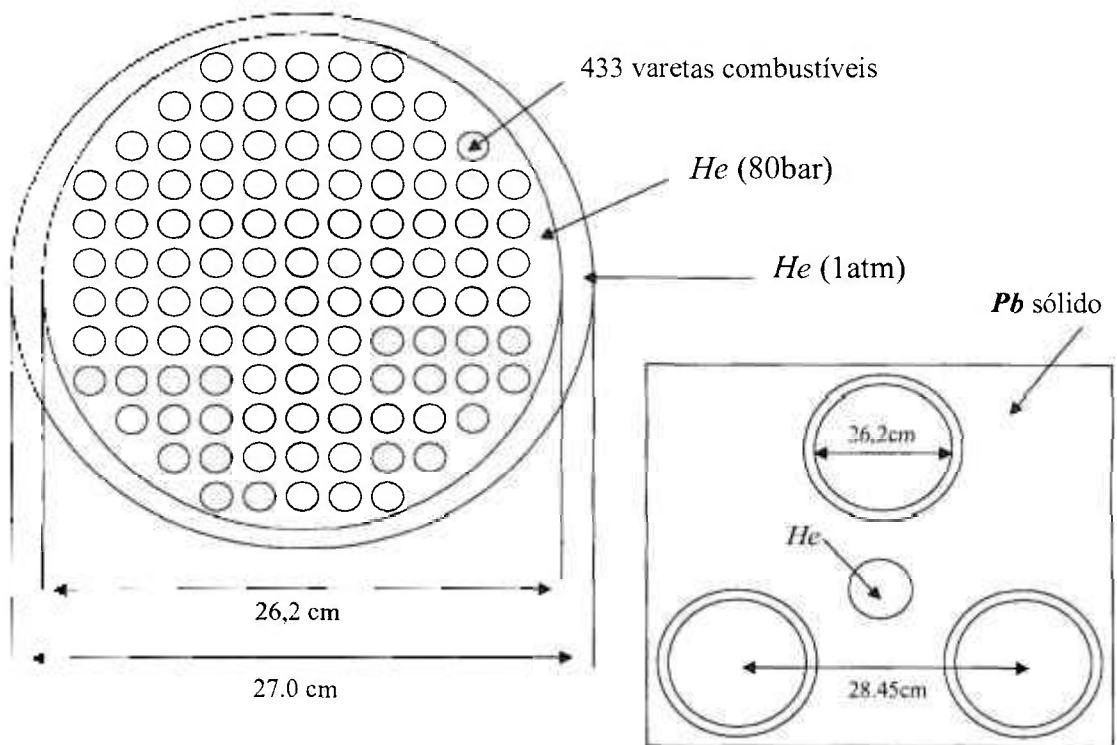


Figura 3.1. Esquema modificado do AE, com hélio circulando por entre as varetas de combustível (trocaador de calor), chumbo sólido entre as varetas com um canal de hélio (resfriar o chumbo).

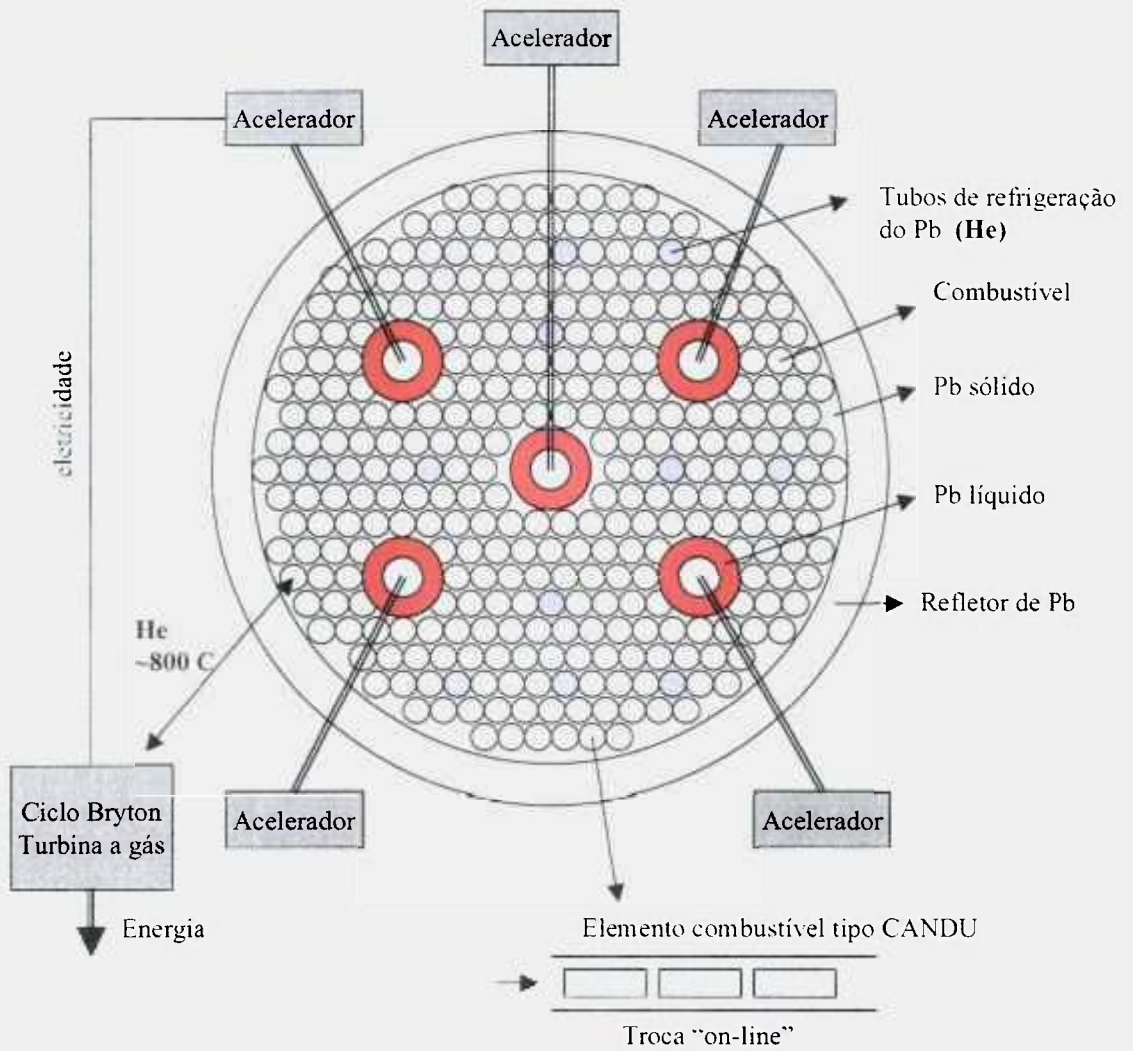


Figura 3.2. Conceito alternativo com cinco pontos de espalação.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

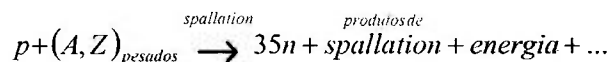
- 3.1.TAO, L. C. Generalized numerical solution of freezing saturated liquid in cylinders and spheres. *AIChE.*, v. 13, 1967.
- 3.2.ORLOV, V. Private Communication, November, 1994.
- 3.3.MAIORINO, J. R, PEREIRA, S. A., SILVA, A. T., E SANTOS, A. Alternative Concept for a Fast Energy Amplifier Accelerator Driven Reactor. In VII CONGRESSO GERAL DE ENERGIA NUCLEAR - CGEN, 1999.
- 3.4.SANTOS, J. C.; BRITO, S. S.; MELLO, J. C.; E URBAN, C. W. *Thorium Cycle Possibilities in the Brazilian Nuclear Power Programme, Utilization of Thorium in Power Reactors*. Technical Reports Series, n. 52, IEAE, Vienna, Jun., 1965.
- 3.5.PINHEIRO, R. B. et al. *Program of Research and Development on the Thorium Utilization in PWR*. 1988, (CDTN-KFA).
- 3.6.PINHEIRO, R. B. Pathfinder Irradiation of Advanced Fuel (Th/U mixed oxide) in a Power Reactor. In IX ENFIR, Caxambú, MG, 1993.
- 3.7.GENTILE, E.; FILHO, P. M. F. Minerais Radioativos. In: Projeto Diagnóstico - Associação Brasileira de Metalurgia e Materiais (ABM), 1996, São Paulo
- 3.8.CORREA, F. *Utilização de Tório em Reatores tipo PWR*. São Paulo: 1976. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
- 3.9.KOSAKA, N. *Estudo da Viabilidade Neutrônica de um Conjunto Sub-Crítico de Tório*. São Paulo: 1976. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
- 3.10. FAIA, A. J. G. *Avaliação Neutrônica de “Blankets” de Tório Metálico em Reatores Rápidos Refrigerados por Gás*. São Paulo: 1975. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
- 3.11. CHIDAMBARAN, R. Overview of “Thorium Utilization Programme” in India. In: INDO-JAPAN SEMINAR ON THORIUM UTILIZATION, Dec. 1990, Bombaim, India.

4. O FENÔMENO DE ESPALAÇÃO

O primeiro Ciclotron FM (frequência modulada) foi desenvolvido na Universidade da Califórnia, em Berkeley, e produzia dêuterons de 200 MeV e partículas α de 400 MeV [4.1,4.2]. O processo de espalação foi descoberto e investigado pelo bombardeamento de vários elementos alvo por partículas desta máquina, e a fissão de Bismuto e elementos vizinhos foi observada com dêuterons de 190 MeV.

O fenômeno de espalação (“*spallation*”) se refere às reações nucleares que ocorrem quando partículas energéticas (ex: prótons, dêuterons, nêutrons, píons, múons, etc.) interagem com o núcleo atômico (o núcleo "alvo"). Neste contexto, "partículas energéticas" se referem a uma energia cinética maior do que 100 MeV por núcleon. Nestas energias (onde o comprimento de onda de deBroglie da partícula incidente é pequeno suficiente para permitir que esta partícula interaja com os núcleons individualmente dentro do núcleo, (interação direta), já não é mais correto imaginar esta reação nuclear como consequência da formação de um núcleo composto. A colisão inicial entre a partícula incidente e o núcleo alvo leva a uma série de reações diretas (cascata intranuclear) onde núcleons individuais, ou pequenos grupos de núcleons, são ejetados do núcleo, Figura 4.1.

Para energias acima de 1GeV por núcleon (projétil), a fragmentação pode também ocorrer. Após a fase da cascata intranuclear, o núcleo se encontra em um estado excitado. Ele em seguida vai para o estado fundamental através da "evaporação" de núcleons, na sua maioria nêutrons, como exemplificado na reação abaixo:



A teoria de núcleos compostos não se aplica nesse caso porque não há tempo suficiente para a energia de excitação ser dividida entre os núcleons antes de as partículas serem emitidas. O processo de espalação pode ser visto como sendo composto de duas fases: cascata intranuclear e evaporação.

1. Cascata Intranuclear - A interação inicial da partícula incidente com um ou mais núcleons. Neste estágio os núcleons podem ser tratados como partículas relativamente independentes, e o núcleon atingido, como também a partícula incidente, tem uma probabilidade não desprezível de sair do núcleo carregando uma grande fração da energia incidente.

2. Evaporação - Os núcleons que não escapam diretamente do núcleo, irão rapidamente dividir sua energia com o restante dos constituintes nucleares. Em geral, o núcleo excitado resultante tem energia suficiente para evaporar mais de uma partícula.

Para alvos espessos, partículas secundárias de alta energia (≥ 20 MeV), também podem provocar outras reações de espalação. Para alguns tipos de materiais alvo, nêutrons de baixa energia provenientes da reação de espalação (≤ 20 MeV), ou seja, nêutrons da reação cascata-espalação, podem desencadear a produção de nêutrons através de reações (n, xn) de baixa energia. Para núcleos mais pesados, fissões de alta energia podem competir com a evaporação em núcleos altamente excitados. Tântalo, Tungstênio e Chumbo são exemplos de materiais que podem sofrer espalação/fissão de alta energia.

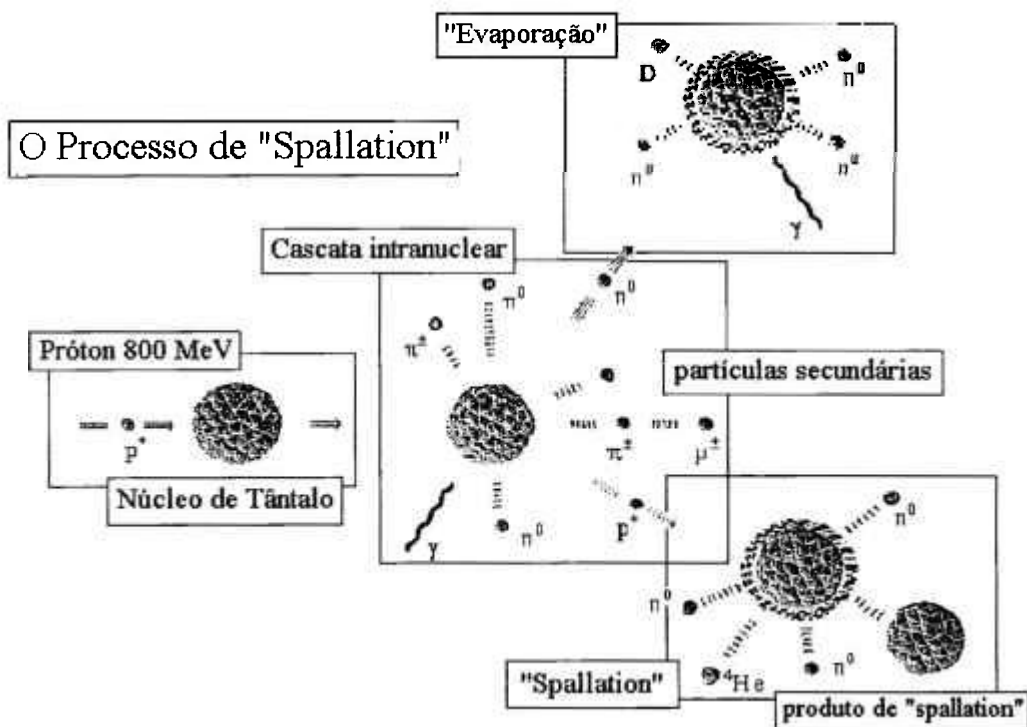


Figura 4.1. Representação artística do processo de espalação.

Alguns materiais fissionáveis que podem ser utilizados como alvo de espalação, como Tório e Urânio empobrecido, podem ser fissionados por nêutrons de baixa energia (~1 MeV a ~20 MeV). As seções de choque de espalação para o chumbo são mostradas na Figura 4.2.

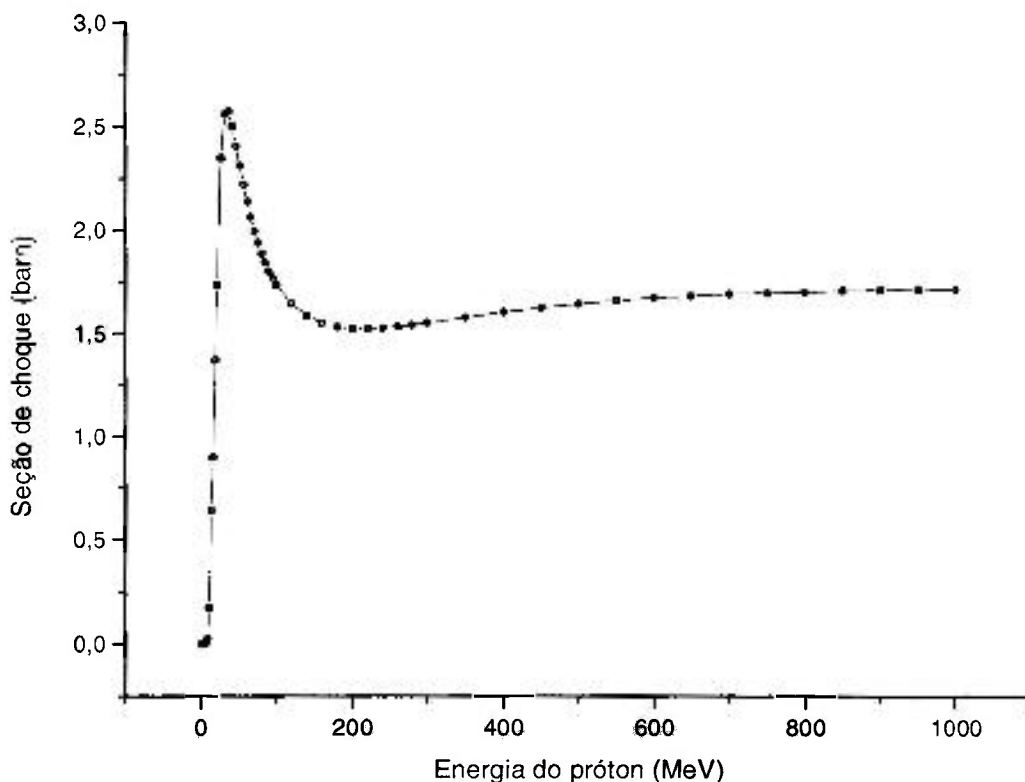


Figura 4.2. Seção de choque de espalação de prótons no Chumbo, utilizando-se a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VI.

Espalação, fissão de alta energia e fissão por nêutron de baixa energia produzem diferentes resultados (produtos de espalação e de fissão) como discutido abaixo.

A espalação e a fissão diferem entre si de várias maneiras. Uma diferença está no número de nêutrons potencialmente utilizáveis de baixa energia produzidos por espalação ou fissão, Figura 4.3. O número de nêutrons produzidos por fissão (em torno de 2,5) é consideravelmente menor do que o produzido por espalação em núcleos pesados (tipicamente da ordem de dezenas de nêutrons, dependendo do tamanho e do material do alvo, e do tipo e energia da partícula incidente). Além disso, um dos 2,5 nêutrons é necessário para manter a reação de fissão; este nêutron, portanto, não pode ser utilizado

para mais nada. Mas apesar do número elevado de nêutrons emitidos, existe um limite em energia da partícula incidente, a partir da qual o número de nêutrons diminui. Esta característica é muito importante no projeto do acelerador a ser utilizado no sistema, pois não é verdadeira a idéia de que quanto maior a energia da partícula, mais nêutrons são emitidos. Este comportamento é ilustrado na Figura 4.4 [4.3].

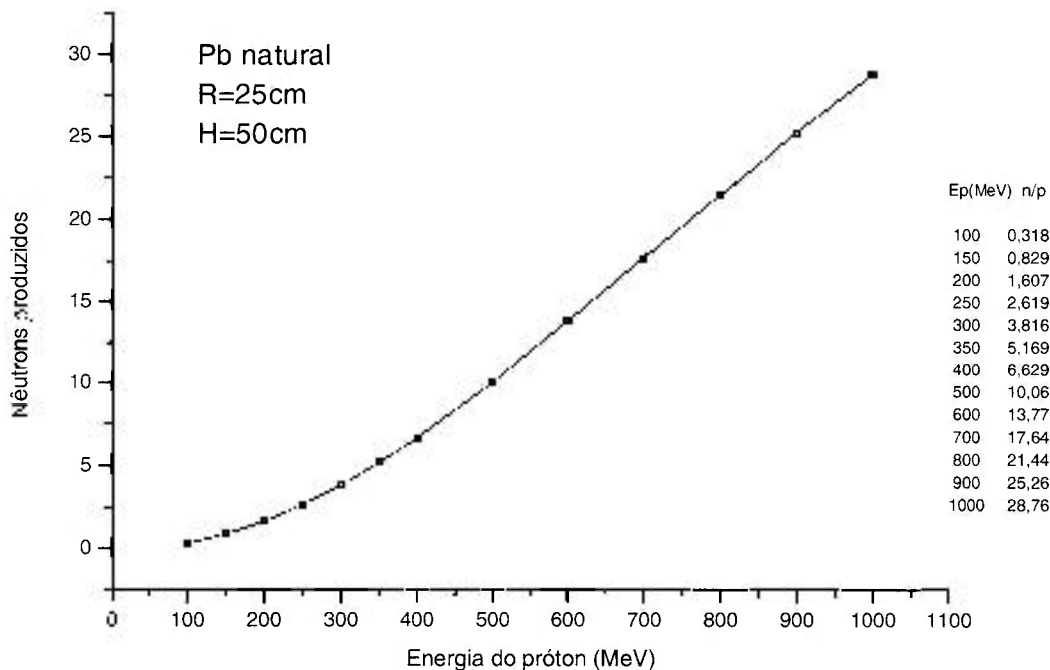


Figura 4.3. Número de nêutrons produzidos em função da energia do próton incidente, obtido com o programa LAHET .

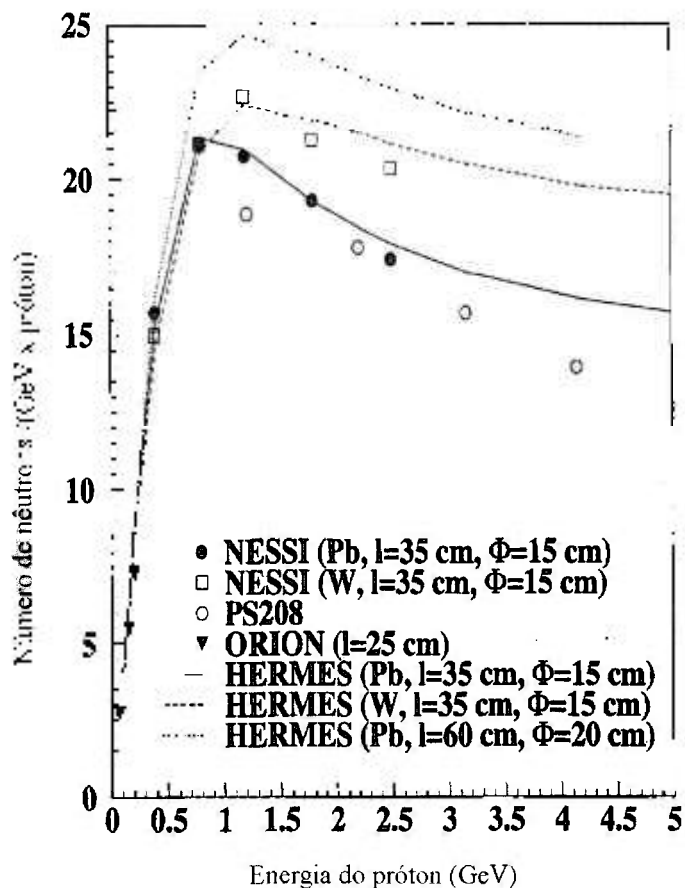


Figura 4.4. Multiplicidade média de nêutrons por unidade de energia por próton incidente em função da energia do feixe. Os dados publicados de alta (PS208 [4.4]) e baixa energia (ORION [4.5]) foram acrescentados aos dados obtidos desta publicação (NESSI). As linhas cheia, tracejada e pontilhada são os resultados de simulações do código HERMES para alvos de Pb: 35 x 15 cm, Pb: 60 x 20 cm e W: 35 x 15, respectivamente [LETOURNEAU, A. et al. Neutron production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV protons. *Nucl. Instr. and Meth. B*, v. 170, p. 299-322, 2000].

Outra diferença está na quantidade de energia depositada por nêutron (utilizável) produzido. Por fissão, em torno de 180 MeV de energia é depositada no núcleo do reator, ou em torno de 120 MeV por nêutron utilizável. Para a reação de espalação (em um alvo infinito de Tungstênio bombardeado por prótons de 1000 MeV), o número correspondente é de 25 MeV. O processo de espalação por si só, é muito mais eficiente do que a fissão

neste aspecto. Embora haja menos calor gerado na reação de espalação, a intensidade do feixe de partículas incidentes (part./cm^2) para uma fonte de espalação de alta potência pode levar a problemas de refrigeração (equivalente àqueles encontrados em fontes de reatores de alta potência) em janelas e alvos, se cuidados especiais não forem tomados.

Para alvos de Tungstênio e Chumbo bombardeados por prótons de 1000 MeV, raios gama de ~ 3 MeV de energia são emitidos para cada nêutron produzido; em torno de 12 MeV são liberados por fissão. Devido ao fato de fontes de nêutrons via espalação não produzirem tanta energia por raios gama quando comparados com fontes de reatores equivalentes, problemas de calor devido aos raios gama são menos preocupantes do que os que existem em fontes de reatores. Esta diferença é importante em aplicação práticas como, por exemplo, no desenvolvimento de fontes de nêutrons frias para pesquisa básica de materiais.

Em média, nêutrons de espalação são mais energéticos do que nêutrons de fissão. Numa fonte de espalação, nêutrons secundários de alta energia se aproximam da energia da partícula incidente, e nêutrons de alta energia são extremamente penetrantes. Uma blindagem adequada é necessária para impedir que estes nêutrons escapem da região da fonte de espalação. Nêutrons de alta energia são úteis na pesquisa em física nuclear, radiografias e nos ajudam a entender os danos de radiação envolvidos na região de espalação. Os nêutrons de baixa energia são produzidos (mais ou menos) isotropicamente.

Numa fissão com nêutrons de baixa energia, o núcleo se divide em dois, produzindo tipicamente um fragmento leve e um pesado como produtos de fissão. Numa fissão com nêutrons de alta energia, os produtos de fissão são mais simétricos na sua distribuição de massa quando comparados aos produtos de fissão assimétricos gerados por partículas de baixa energia.

O tipo de dano de radiação em materiais com fontes de nêutrons por espalação difere daquela encontrada em reatores de fissão em vários aspectos. Primeiro, a fase de evaporação no processo de espalação produz uma enorme quantidade de hidrogênio e hélio (uma ou duas ordens de magnitude a mais do que em reatores a fusão). O hidrogênio pode, em alguns materiais como o Zircônio, levar à formação de metais híbridos e o hélio, a altas temperaturas de operação, pode formar bolhas nos veios das paredes metálicas e outros defeitos que levam à inchaço e fragilização do material. Segundo, o campo de radiação numa fonte de espalação é mais "duro" do que o espectro típico de fissão. Ainda temos que aprender muito sobre os efeitos de nêutrons (e prótons) de alta energia sobre as propriedades de materiais. Finalmente, o campo de radiação numa fonte de espalação deve

ter fortes efeitos na radiólise do resfriador do alvo (ex. água leve ou pesada) que, por sua vez, pode levar a problemas de corrosão.

4.1. MODELOS DE ESPALHAÇÃO

4.1.1. MODELOS DE CASCATA INTRANUCLEAR

O modelo de Bertini [4.6], do código HETC, descreve a interação núcleon-núcleo para energias abaixo de 3,5 MeV e a interação píon-núcleon abaixo de 2,5 MeV. Uma aproximação da lei de escalas é usada para extrapolar o limite superior de energia para valores da ordem de 10 GeV. O modelo de cascata intranuclear de Bertini é a opção padrão do código LAHET.

Como alternativa a este modelo, o código LAHET contém também as rotinas do código ISABEL. O modelo de cascata intranuclear ISABEL é uma extensão do código VEGAS [4.7] desenvolvido por Yariv e Fraenkel [4.8]. Ele trata interações núcleon-núcleo assim como partícula-núcleo. A densidade nuclear é representada por mais de dezesseis níveis de densidade, em relação aos três do modelo de cascata intranuclear de Bertini. Ele também permite aniquilação de anti-prótons [4.9], com emissão de káons e píons. O código LAHET é capaz apenas de simular projéteis com $A \leq 4$, e aniquilação de anti-prótons não é levada em conta nos cálculos de transporte de partículas. O limite superior de energia para as partículas incidentes é de 1 GeV por núcleon. O tempo de processamento é geralmente 5-10 vezes maior por colisão do que o modelo de Bertini. O método de transporte de partículas carregadas é o de histórias condensadas [4.10], amplamente utilizado em vários outros programas.

Na Figura 4.5, a comparação entre os modelos Bertini e ISABEL para os dados de Jeppesen [4.11] da reação ${}^7\text{Li}(p, xn)$ é mostrada. A distorção no modelo de Bertini para distribuições angulares com pequenos ângulos é conhecida, mas este exemplo a deixa bem clara. O modelo ISABEL descreve muito bem o evento para os menores ângulos, exceto no intervalo do pico quase-elástico. As distorções dos ângulos próximos geralmente não são observadas no modelo de Bertini. Nestes cálculos, o cálculo para 0° é na verdade uma média sobre o intervalo entre 0° e 5° , assim este defeito quase não é observável devido ao pequeno ângulo sólido em que ele aparece.

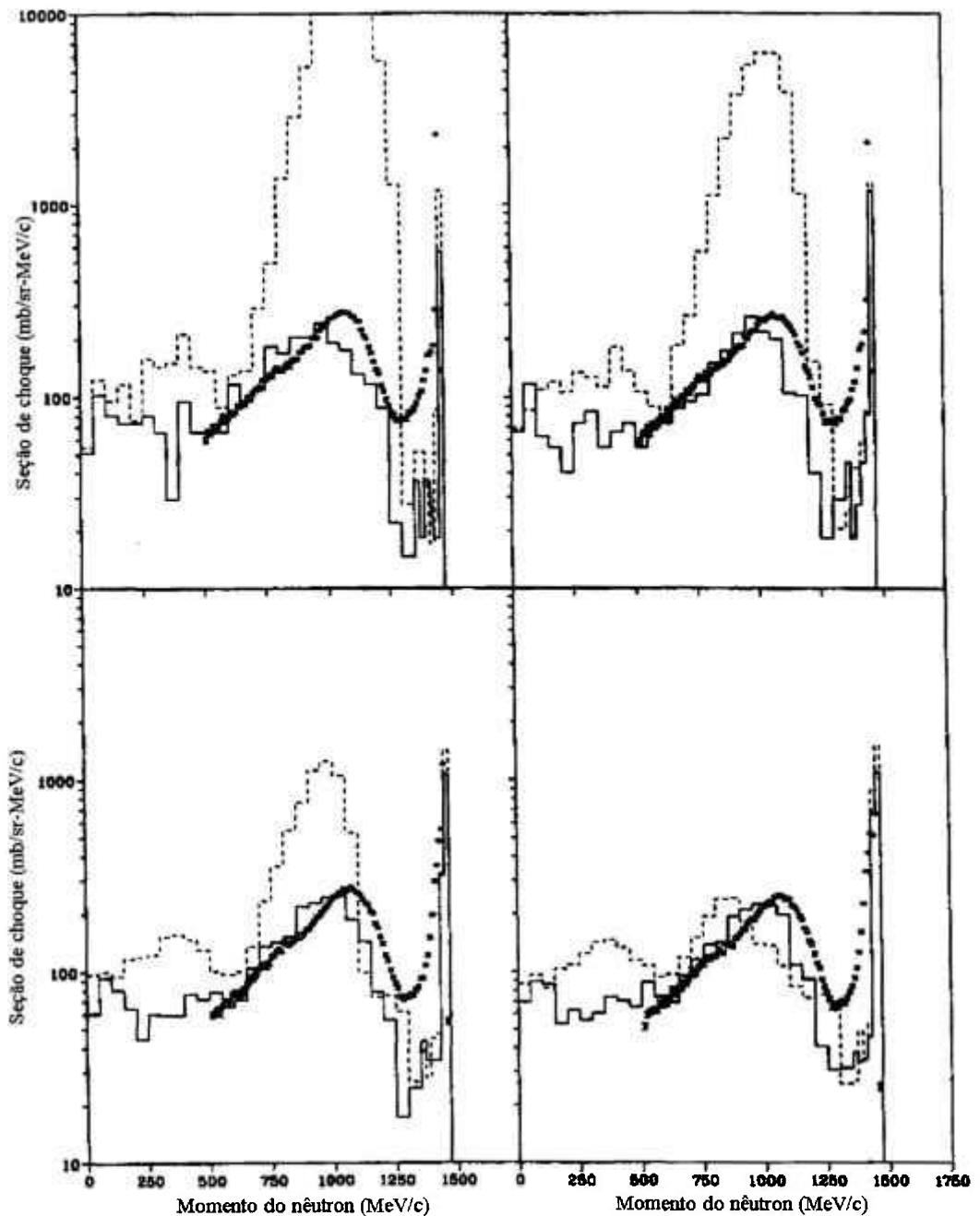


Figura 4.5. Prótons de 800 MeV no ${}^7\text{Li}$. Cálculos com o modelo de ISABEL INC (linha cheia) e Bertini INC (linha serrilhada); dados de Jeppesen. Gráfico superior esquerdo: espectro de emissão de nêutrons a 0° . Superior direito: espectro a 1° . Inferior esquerdo: espectro a 3° . Inferior direito: espectro a 4° [PRAEL, R. E. A Review of Physics Models in the LAHET Code. In: INTERMEDIATE ENERGY NUCLEAR DATA: MODELS AND CODES, PROCEEDINGS OF A SPECIALISTS' MEETING, May 30 – June 1, p. 145, 1994, Issyles-Moulineaux, France].

4.1.2. PARÂMETROS DE DENSIDADE DE NÍVEIS

O cálculo padrão do parâmetro de densidade de níveis usa a fórmula de energia dependente de Ignatyuk [4.12]. Outros dois modelos para o parâmetro de densidade de níveis podem ser utilizados. Um é o modelo de dependência de massa desenvolvido para a versão de Jülich para o HETC [4.13], como visto na Figura 4.6.

A outra opção é o modelo de dependência de massa e isospin, utilizado originalmente no modelo de evaporação no HETC. Um exemplo da opção de densidade de níveis do HETC é mostrado na Figura 4.7, com o modelo de Jülich e as linhas guia correspondendo a $A/8$, $A/10$ e $A/14$.

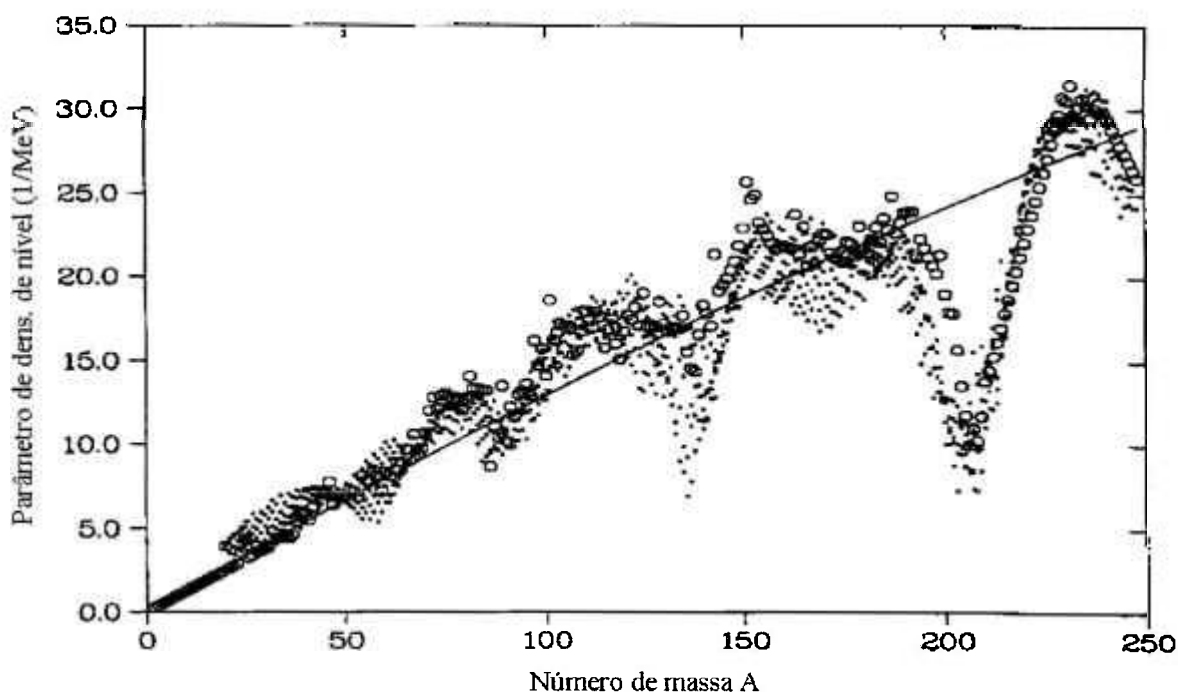


Figura 4.6. Parâmetros de densidade de níveis. Os pontos são valores de Gilbert-Cameron-Cook para massa próximas a linha de estabilidade; a linha é o limite de excitação superior de Ignatyuk. Os círculos são o modelo de massa dependente de Jülich [PRAEL, R. E. A Review of Physics Models in the LAHET Code. In: INTERMEDIATE ENERGY NUCLEAR DATA: MODELS AND CODES, PROCEEDINGS OF A SPECIALISTS' MEETING, May 30 – June 1, p. 145, 1994, Issy-les-Moulineaux, France].

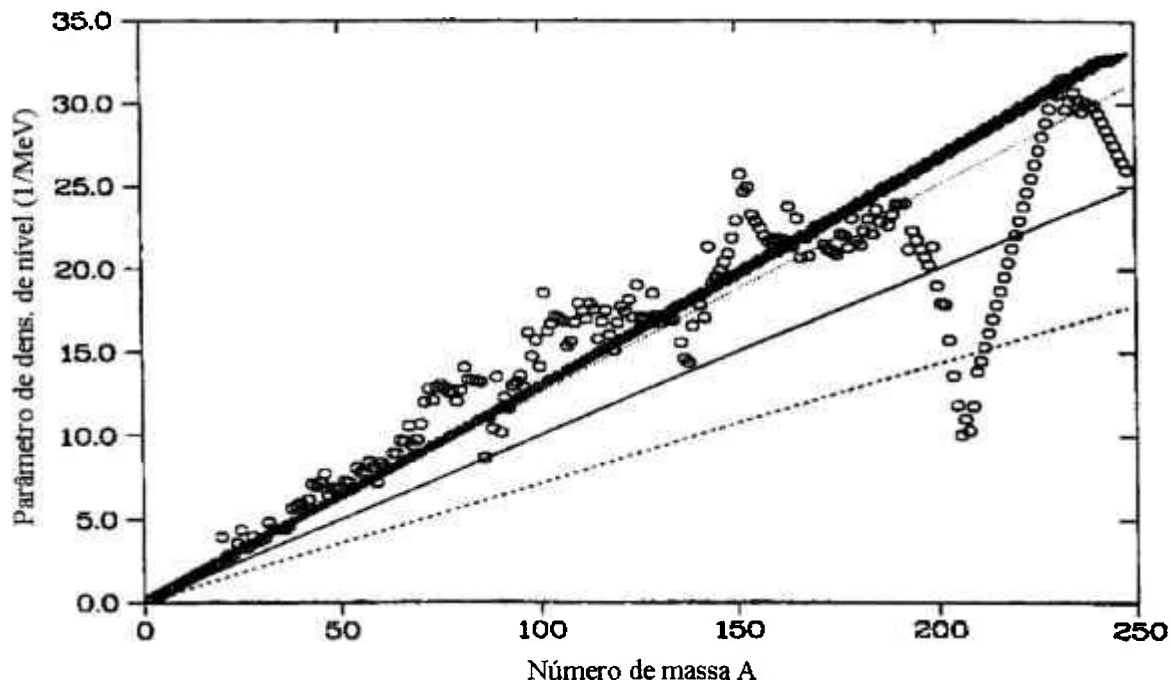


Figura 4.7. Parâmetros de densidade de níveis. Os pontos são valores típicos do modelo de dependência original de massa e isospin do HETC para massas próximas a linha de estabilidade. Os círculos são o modelo de massa dependente de Jülich. Para comparação, as linhas são $A/8$ (pontas), $A/10$ (cheia) e $A/14$ (riscada) [PRAEL, R. E. A Review of Physics Models in the LAHET Code. In: INTERMEDIATE ENERGY NUCLEAR DATA: MODELS AND CODES, PROCEEDINGS OF A SPECIALISTS' MEETING, May 30 – June 1, p. 145, 1994, Issyles-Moulineaux, France].

4.1.3. OS MODELOS DE FISSÃO DE ALTA ENERGIA

São utilizados dois modelos para fissão induzida por interações de alta energia: o modelo de ORNL [4.14] e o modelo de RAL (*Rutherford Appeltion Laboratory*) de Atchinson [4.15], ambos os modelos empregam o modelo de evaporação. O modelo de RAL permite fissão para $Z \geq 71$, e este é o modelo padrão de fissão. O modelo RAL na verdade é composto de dois modelos, para fissão de actinídeos e sub-actinídeos. Embora a probabilidade do chumbo ser fissionado é pequena [4.16], como mostra a Figura 4.8.

As Figuras 4.9 e 4.10 comparam os modelos de fissão de Bertini INC/RAL e de ISABEL INC/RAL para várias opções de modelos de excitação de pré-equilíbrio de multi-estágios, MPM [4.17], utilizando os dados de seção de choque de fissão para

nêutrons no ^{235}U . O MPM é considerado como o finalizador da INC (cascata intranuclear), com uma energia de configuração e excitação inicial de partícula-lacuna determinada pelo resultado da cascata. A cada estágio do MPM, o núcleo excitado pode emitir um nêutron, próton, dêuteron, trítium, ^3He , ou partícula alfa, alternativamente, a configuração nuclear pode envolver também um número de excitação de equilíbrio acrescentando o número de excitação de um par partícula-lacuna. Nos casos onde o modelo de Bertini é empregado, a utilização do MPM aparentemente não apresenta uma variação maior do que 5%. Nos casos onde o modelo ISABEL é empregado, a utilização da opção MPM tem variações mais sensíveis para baixas energias e menos sensíveis para altas energias. Na região onde se espera resultados mais confiáveis (acima de 100 MeV), ambas as opções de MPM utilizando-se o modelo de ISABEL mostram resultados mais próximos do que utilizando o modelo de Bertini. Nota-se que a discrepância para baixas energias se deve principalmente ao fato de que as seções de choque calculadas para a reação (não elástica) com ambas as opções de cascata intranuclear não gera os dados corretamente. A melhor maneira de testar o modelo de fissão será a realização de um “*benchmark*” de seu rendimento (como sendo uma parte da seção de choque não elástica).

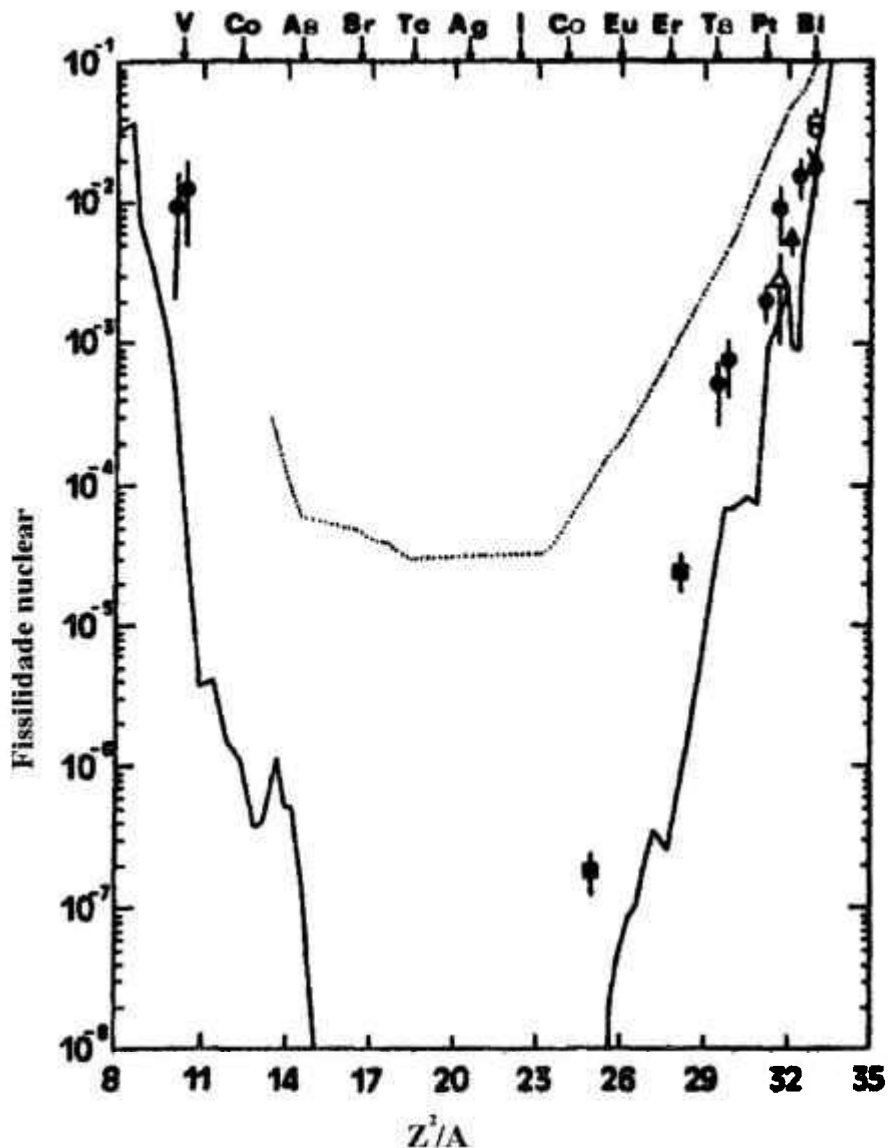


Figura 4.8. Fissilidade nuclear versus Z^2/A do núcleo alvo. Os pontos representam dados experimentais para fótons incidentes de 100 MeV: \bullet , ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pt}$, $^{\text{nat}}\text{W}$, ^{181}Ta , ^{51}V , e $^{\text{nat}}\text{Ti}$; \circ , ^{209}Bi ; \square , ^{209}Bi ; \blacksquare , ^{174}Yb e ^{154}Sm ; \blacktriangle , $^{\text{nat}}\text{Tl}$; \triangle , ^{197}Au . Para comparação, dois resultados de fissilidade calculados são mostrados: linha contínua, fótons monoenergéticos de 69 MeV; linha tracejada, fótons monoenergéticos de 600 MeV [TERRANOVA, M. L. et al. Fissility of Bi, Pb, Au, Pt, W, Ta, V and Ti nuclei measured with 100 MeV Compton backscattered photons, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 22, p. 511-522, 1996].

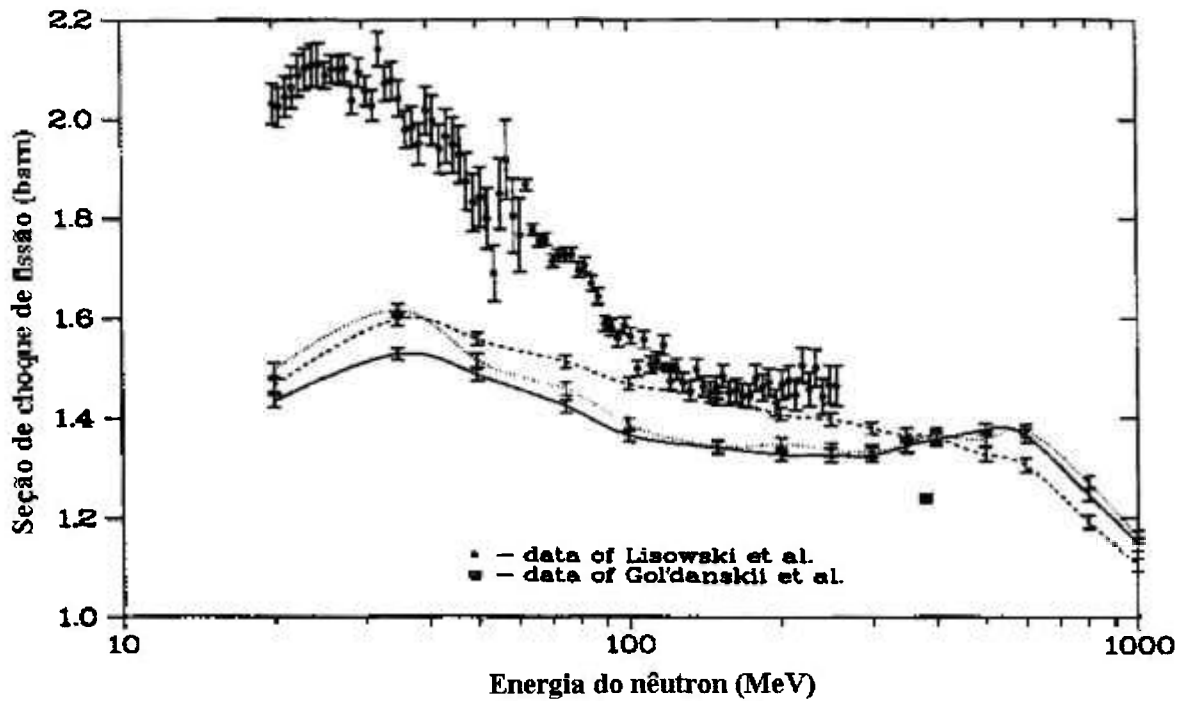


Figura 4.9. Seções de choque de fissão induzidas por nêutrons para o ^{235}U , usando o modelo de Bertini INC, o modelo de fissão de RAL, e o modelo padrão de densidade de níveis. Linha sólida: MPM padrão. Linha riscada: sem MPM. Linha pontilhada: MPM híbrido [PRAEL, R. E. A Review of Physics Models in the LAHET Code. In: INTERMEDIATE ENERGY NUCLEAR DATA: MODELS AND CODES, PROCEEDINGS OF A SPECIALISTS' MEETING, May 30 – June 1, p. 145, 1994, Issyles-Moulineaux, France].

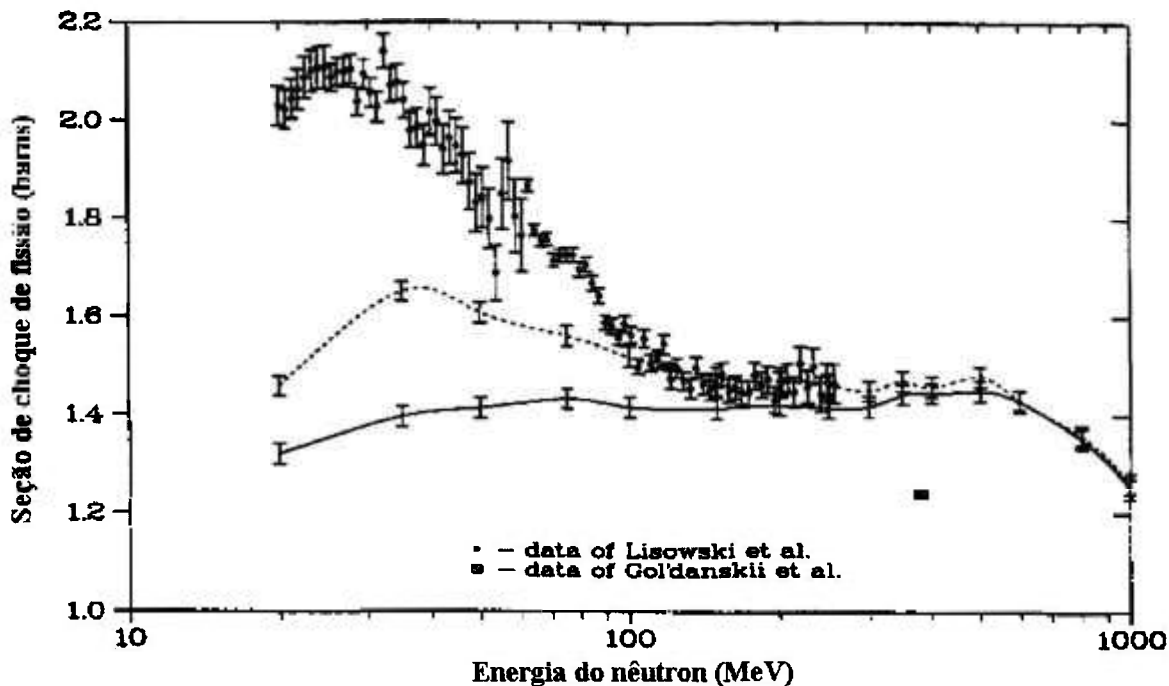


Figura 4.10. Seções de choque de fissão induzidas por nêutrons para o ^{235}U , usando o modelo de Isabel INC, o modelo de fissão de RAL, e o modelo padrão de densidade de níveis. Linha sólida: MPM padrão. Linha riscada: sem MPM [PRAEL, R. E. A Review of Physics Models in the LAHET Code. In: INTERMEDIATE ENERGY NUCLEAR DATA: MODELS AND CODES, PROCEEDINGS OF A SPECIALISTS' MEETING, May 30 – June 1, p. 145, 1994, Issyles-Moulineaux, France].

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 4.1. KAPLAN, I. *Nuclear Physics*. Addison-Wesley Publishing Comp. Inc., 1964.
- 4.2. SEGRÉE, E. *Experimental Nuclear Physics*. John Willwy & Sons, Inc., 1953.
- 4.3. LETOURNEAU, A. et al. Neutron production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV protons. *Nucl. Instr. and Meth. B*, v. 170, p. 299-322, 2000.
- 4.4. PIENKOWSKI, L.; Goldenbaum, F.; Hilsher, D.; Jahnke, U.; Galin, J.; Lott, B. *Phys. Rev. C*, 56, pg. 1909, 1997.
- 4.5. LOTT, B.; CNIGNIET, F.; GALIN, J.; GOLDENBAUM, F.; LIÉNARD, A.; PÉGHAIRE, A.; PÉRIER, Y.; QIAN, X. *Nucl. Instr. And Meth. A* 414, pg. 117, 1998.
- 4.6. BERTINI, H. W. *Phys. Rev.* v.188, p. 1711, 1969.
- 4.7. CHEN, K. et al. *Phys. Rev. C*, 166, pg. 949, 1968.
- 4.8. YARIV, Y. AND FRAENKEL, Z. *Phys. Rev. C*, 24 p. 488, 1981.
- 4.9. CLOVER, M. R., DE VRIES R. M., DIGIACOMO N. J, AND YARIV Y. *Phys. Rev. C*, 26 p.2138, 1982.
- 4.10. BRIEMEISTER, J. F. *MCNP – A General Monte Carlo N-particle transport code*. 2000. (Report LA-12625-M, Version 4C).
- 4.11. JEPPESEN, R. G. Colorado, USA: 1986. Tese (Doutoramento) – University of Colorado.
- 4.12. IGNATYUK, A. V., SMIRENKIN, G. N. AND TISHIN, A. S. *Sov. J. Nucl. Phys.* 21, pg.256, 1975.
- 4.13. DRESNER, L. *EVAP – A Fortran Program for Calculating the Evaporation of Various Particles from Excited Compound Nuclei*. ORNL: Oak Ridge National Laboratory, 1962. (ORNL-TM-196).
- 4.14. BARISH, J. et. al. *HETFIS High-Energy Nucleon-Meson Transport Code with Fission*, ORNL: Oak Ridge National Laboratory, 1981. (ORNL-TM-7882).
- 4.15. ATCHISON, F. Spallation and Fission in Heavy Metal Nuclei under Medium Energy Proton Bombardment. In: TARGETS FOR NEUTRON BEAM SPALLATION SOURCES, Jül-Conf-34, Kernforschungsanlage Jülich GmbH, 1980.

- 4.16. TERRANOVA, M. L. et al. Fissility of Bi, Pb, Au, Pt, W, Ta, V and Ti nuclei measured with 100 MeV Compton backscattered photons, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 22, p. 511-522, 1996.
- 4.17. PRAEL, R. E. AND BOZOIAN, M. *Adaptation of the Multistage Pre-equilibrium Model for the Monte Carlo Method*, LANL: Los Alamos National Laboratory, 1988. (LA-UR-88-3238).

5. O ACELERADOR

5.1. INTRODUÇÃO

Freqüentemente na história dos ciclotrons, novas aplicações têm estimulado o desenvolvimento de feixes mais intensos. O grande desenvolvimento da tecnologia empregada nos aceleradores atualmente permite a concepção de aceleradores de prótons de alta corrente energeticamente eficientes, onde a potência disponível do feixe carrega uma fração grande da energia necessária para alimentar o acelerador, da ordem de 40 a 50%.

Esta característica abre um grande campo de aplicações desde na medicina, com a produção de rádioisótopos, até novos conceitos com a combinação de aceleradores com a tecnologia de reatores nucleares, tanto para transmutação de lixo nuclear como também para a produção de energia, como proposto por C. Rubbia com o Amplificador de Energia [5.1]. Por volta de 1965 ocorreu a construção de "fábricas de mésons", com o objetivo de obter fluxos de píons e múons de 10 a 1000 vezes mais intensos do que existia até então, o que forçou os construtores de ciclotrons a introduzirem novos conceitos para diminuir as perdas durante a extração do feixe. Uma maneira foi acelerar íons de hidrogênio que podiam ser facilmente extraídos por "stripping".

A arquitetura clássica para aceleradores com intensidade muito alta é o acelerador linear (linac) como proposto por Los Alamos [5.2] para o Acelerador para Transmutação de Lixo (ATW). A representação do acelerador, mostrada na Figura 5.1, consiste de um sistema onde dois idênticos linacs de baixa energia, com feixes de 100 mA de corrente cada um, compostos por quadropolos de radiofrequência (RFQ) e "drift-tube linacs" (DTL), são combinados, seguidos por uma longa estrutura (1040 m para prótons de 1 GeV) para produzir um feixe de 200 MW de potência (200 mA e 1 GeV).

Um ciclotron de concepção bastante avançada pode ser um bom competidor aos linacs para a geração de feixes de 10 MW e 1 GeV de energia para aplicações em espalação. As exigências para sua utilização em um amplificador de energia abrem diferentes soluções técnicas para o acelerador, tanto um ciclotron de três estágios como proposto por Rubbia como uma solução híbrida de um ciclotron-linac.

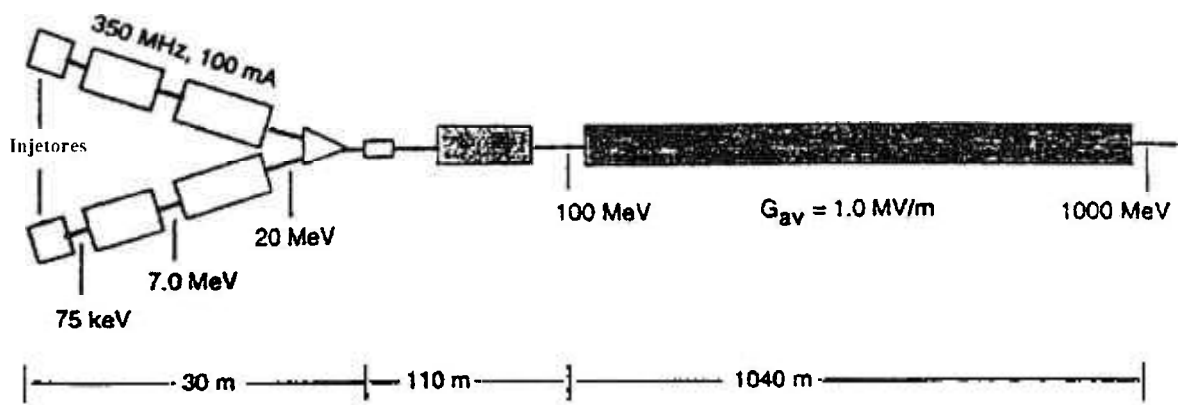


Figura 5.1. Esquema geral do complexo típico de um LINAC (Los Alamos).

A eficiência do complexo do acelerador, mostrado na Figura 5.2, ou seja a potência fornecida pelo feixe dividida pela energia elétrica necessária para operar o acelerador, foi estimada em aproximadamente 40%, considerando uma eficiência de 70% na conversão DC para RF nos amplificadores de radiofrequência, e incluindo as perdas nos magnetos do ciclotron e nas linhas do feixe. Uma das principais vantagens neste sistema de aceleradores é a área relativamente pequena necessária para sua instalação (aproximadamente 50x30 m quadrados apenas).

Definindo aceleradores de alta intensidade como sendo máquinas capazes de liberar no alvo um feixe com potência da ordem de 1 MW, em outras palavras, capazes de fornecerem um feixe contínuo de mais de 1 GeV.mA, nós temos alguns candidatos em potencial:

- para um feixe de altíssima potência ($> 1 \text{ GeV} \cdot 100 \text{ mA}$), um linac baseado em uma estrutura com cavidades de cobre é o carro chefe e Los Alamos tem décadas de experiência de desenvolvimento nesta área [5.2].
- as aplicações que estão por vir na tecnologia de supercondutores para as cavidades de radiofrequência (LEP200 no CERN) tornaram atrativo o Linac CW Supercondutor [5.3] para potências médias (da ordem de $1 \text{ GeV} \cdot 50 \text{ mA}$).
- para se produzir um feixe com potência da ordem de $1 \text{ GeV} \cdot 10 \text{ mA}$, o exemplo do Instituto Paul Scherrer de ciclotrons [5.4] que conseguiu extrair um feixe de $0,6 \text{ GeV} \cdot 1,5 \text{ mA}$ e seus resultados preliminares, têm mostrado que um ciclotron de três estágios pode vir a ser uma solução competitiva.

- a solução híbrida de um ciclotron-linac, onde um ciclotron de H^- é utilizado como injetor em um linac supercondutor, pode ser uma opção para feixes de energias até 20 MW.

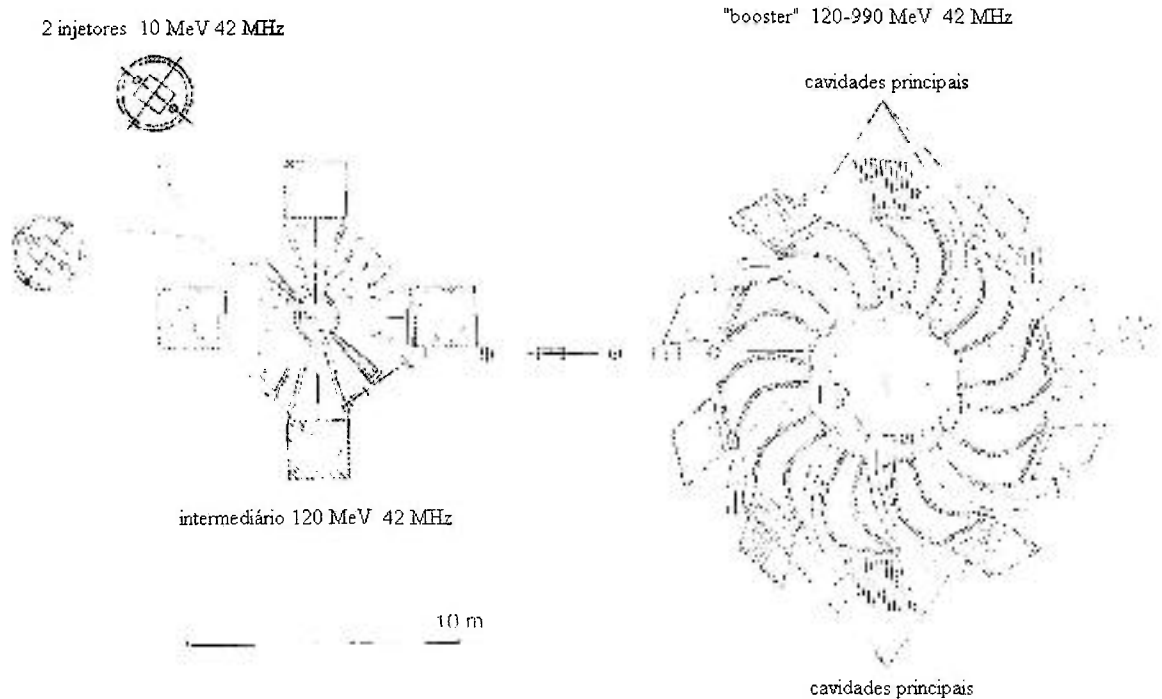


Figura 5.2. Esquema geral do complexo do Ciclotron de três estágios.

O ciclotron de setores separados, proposto por Willax em 1963 [5.5], foi utilizado no projeto do ciclotron de 590 MeV no PSI (Villigen, Switzerland) que foi comissionado em 1974 com a corrente do feixe projetada para $1\mu A$. A terceira “fábrica de mésons” no LAMPF (Los Alamos, USA) utilizava um linac que foi operado com correntes acima de 1,2 mA.

Dados experimentais nas instalações do PSI mostraram que as perdas no feixe devidas a extração podem ser mantidas abaixo de 0,02% [5.6]. Novamente incentivados por uma nova aplicação, um programa de *upgrade* foi iniciado [5.7] com o objetivo de se atingir uma corrente de 1,5 mA e ser utilizado em uma futura fonte de nêutrons por espalação (SNS -

spallation neutron source) no PSI [5.8]. Um novo injetor de alta intensidade foi construído, e os sistemas de radio frequências para a aceleração do feixe foi adaptado para o novo nível de potência do feixe então esperado. Este programa de *upgrade* foi finalizado em 1995. O equipamento atingiu a corrente desejada de 1,5 mA, o que corresponde a uma potência de 0,9 MW.

Atualmente novas aplicações para um amplificador de energia como proposto por Harms et al. [5.9], por Rubbia e seus colaboradores [5.10] e para novas tecnologias para transmutação [5.11], iniciaram uma demanda para feixes com energias entre 10 e 100 MW. Em resposta a esta demanda, e baseado na experiência ganha na aceleração de feixes com corrente em torno de 1 mA no PSI, um ciclotron de 1 GeV para a produção de um feixe de potência de 10 MW pôde ser proposto [5.12,5.13].

Uma abordagem mais geral sobre os problemas e limites dos ciclotrons devido a alta intensidade da corrente é encontrada em Joho [5.6]. A corrente do feixe que pode ser extraída é basicamente limitada pelo efeito das forças de carga espacial.

5.2. CRITÉRIOS PARA CICLOTRONS DE CORRENTE ALTA

Quando um ciclotron é operado a potências altas, o processo de extração é a etapa mais crítica [5.14]. As perdas no feixe durante a extração devem ser mantidas as mais baixas possíveis, para se evitar danos nos componentes e minimizar sua ativação. Alguns fatores são a boa qualidade do feixe e um espaçamento das voltas bem separadas nos raios de extração.

A separação das voltas (dR/dN) em um ciclotron é dada por:

$$\frac{dR}{dN} = R \frac{E_g}{E} \frac{\gamma}{(\gamma + 1)} \frac{1}{v_r^2} \quad (1)$$

onde R é o raio da órbita média, (E_g/E) a razão entre a energia média ganha por revolução pela energia cinética, γ é o parâmetro relativístico e v_r é a frequência das oscilações betatron radiais. Esta relação mostra que para uma dada energia, a separação das voltas na extração é essencialmente determinada pelo raio da órbita na extração e da energia ganha por revolução. O produto dos dois últimos termos é próximo de 0,5 para baixas energias, já que num ciclotron isócrona a frequência betatron radial v_r é aproximadamente igual a γ . Para 1 GeV, o produto cai para 0,32.

A qualidade do feixe é definida pela fonte de íons. Atualmente, as fontes geram excelentes feixes, mas a deterioração da qualidade do feixe no processo de aceleração, principalmente devido a forças de cargas espaciais, deve ser levada em conta. A largura do feixe é dada pela emitância e pela incerteza intrínseca em energia:

$$\Delta x = \sqrt{\left[\frac{4R}{\beta\gamma v_r} \frac{\epsilon_x}{\pi} + \left(\frac{dR}{dN} \frac{\Delta E}{E_g} \right)^2 \right]} \quad (2)$$

onde Δx é a largura total do feixe, ϵ_x é a emitância horizontal normalizada, β é a razão da velocidade da partícula pela velocidade da luz e ΔE é a dispersão em energia do feixe. Um pré-requisito para feixes estreitos é um pequeno valor para a energia espalhada ΔE .

O fator determinante para baixas perdas no feixe é a razão entre a largura do feixe e a volta da separação na extração. No caso de carga espacial limitada, a energia espalhada é dominante e a razão se reduz a $(\Delta E/E_g)$. Então um alto ganho na energia E_g , ou o que é equivalente, um pequeno número de voltas N , se torna ainda mais importante. A razão entre a largura do feixe e o espaçamento das voltas é grosseiramente proporcional a N^3 ou $(1/E_g)^3$, pois a energia adicional espalhada introduzida pelas forças de carga espacial longitudinal é proporcional a N^2 [5.6], e N é aproximadamente proporcional a $(1/E_g)$. Então dobrando o ganho de energia num ciclotron, ocorrerá, na maioria dos casos, a diminuição do limite da corrente por um fator oito.

O processo clássico de extração de íons negativos é arrancando os dois elétrons ao atravessarem uma folha de carbono e a eficiência deste processo é próxima de 100%. Além disso, não é mais necessário separar totalmente as voltas se o próximo estágio da aceleração pode aceitar a energia referente a duas voltas consecutivas. Isto significa que um ciclotron acelerando um feixe íons negativos de 100 MeV em aproximadamente 100 voltas pode extrair simultaneamente duas voltas sucessivas por *stripping* o que dá 1% de incerteza no feixe extraído. Esta energia pode ser facilmente aceita num próximo estágio usando um linac.

A vantagem desta solução híbrida é a possibilidade de aumentar a corrente interna do injetor do ciclotron, pois o limite interno da corrente é dado pelas forças de carga espacial verticais, que são muito maiores que as longitudinais, que são mandatórias no processo de extração de uma volta única.

Listagem dos aceleradores já existentes para a utilização no estudo no processo de espalração.

Projeto	Aceleradores	Corrente média no alvo (microA)	Taxa de repetição (Hz)	Comprimento Do pulso no alvo (10^{-6} s)	Potência do feixe no alvo (kW)	Energia de um pulso no alvo (KJ)	Número de prótons no alvo (por pulso)
IPNS Argonne	50MeV Linac + 500MeV RCS *	15	30	0.1	7.5	0.25	3×10^{12}
KENS-I KEK, Japan	40MeV Linac + 500MeV sync.	10	20	0.05	5	0.25	3.1×10^{12}
ISIS Rutherford, Laborat. (RAL)	70MeV Linac + 800MeV sync.	200	50	0.45	160	3.2	2.5×10^{13}
LANCSE Los Alamos	800MeV Linac + storage ring	60(100)	12(20)	0.27	50(80)	3.9	3×10^{13}
SINQ PSI (operacional 1996)	590 MeV Cyclotron	1000	CW	CW	800	CW	CW

▪ RCS – Rapid Cycling Synchrotron

Listagem dos aceleradores a serem construídos para a utilização no estudo no processo de espalação.

Projeto	Aceleradores	Corrente média no alvo (microA)	Taxa de repetição (Hz)	Comprimento do pulso no alvo (10^{-6} s)	Potência do feixe no alvo (kW)	Energia de um pulso no alvo (KJ)	Número de prótons no alvo (por pulso)
NCNR Los Alamos	800MeV Linac+ accumulat. ring	1250	20(40)	0.5	1000	16.6	1.3×10^{14}
IPNS (upgr.) Argonne	400MeV Linac+ 2MeV RCS *	500	10(30)	0.3	1000	32	10^{14}
PSNS Brookhaven	600MeV Linac+ 2x3.6GeV RCS*	1350	2 x 30	1.3	5000	160	2.8×10^{14}
ANS Moscow	1GeV Linac + 10GeV sync.	400(100)	40(10)	1	4000 (1000)	?	?
KENS-II KEK, Japan	1GeV Linac + compressor	200	50	0.2	200	4	2.5×10^{13}
ETA Based SNS, Japan	1.5GeV Linac + compressor	10000 (1300)	100(50)	1000	15000 (2000)	150(40)	6.3×10^{14} (1.6×10^{14})
Austron I	70MeV Linac + 1.6GeV RCS *	63	25	1	102.5	4	1.6×10^{13}
Austron II	130MeV Linac+ 1.6GeV RCS *	125	25	1	205	4	3.2×10^{13}
Austron III	130MeV Linac+ 1.6GeV RCS *	250	50	1	410	8	3.2×10^{13}
ESS European Spallation Source	1.334GeV Linac + 2 x compressor	3800	50(10)	1	5000 (1000)	100	4.7×10^{14}

* RCS – Rapid Cycling Synchrotron

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 5.1. RUBBIA, C. et al. *Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier*, September 1995. (CERN/AT/95-44(ET)).
- 5.2. LAWRENCE, G. P. Los Alamos High Power Linac Designs. In: CONFERENCE ON ACCELERATOR DRIVEN TRANSMUTATION TECHNOLOGIES, Las Vegas, USA, 1994.
- 5.3. BOUSSARD, D. et al. *Preliminary Parameters of a Proton Linac using the LEP2 RF System when decommissioned*. 1996. (CERN-SL RF Tech. Note 96-4).
- 5.4. STAMBACH, T. et al. The 0,9MW Proton Beam at PSI and Studies on a 10MW Cyclotron. In: 2ND CONFERENCE ON ACCELERATOR DRIVEN TRANSMUTATION TECHNOLOGIES, June 3-7, 1996, Kalmar, Sweden.
- 5.5. WILLAX, H. A. In: 3RD INT. CONF. ON SECTOR-FOCUSED CYCLOTRONS, 1963, CERN.
- 5.6. JOHO, W. In: 9TH INT. CONF. ON CYCLOTRONS AND THEIR APPLICATION, 1981, Caen.
- 5.7. SCHRYBER, U. et al. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, 1992, Berlin.
- 5.8. BAUER, G. S. In: 4TH INT. CONF. ON APPL. OF NUCL. TECH., 1994.
- 5.9. HARMS, A. A. et al. *Ann. Of Nucl. Energy* v. 8, p.431, 1981.
- 5.10. CARMINATI, F. et al. 1993 (CERN/AT/93-47).
- 5.11. BOWMAN, C. D. et al. *Nucl. Instr. and Meth.* A 320, p. 336, 1992.
- 5.12. STAMMBACH, T. et al. In: INT. CONF. ON ACCELERATOR-DRIVEN TRANSMUTATION TECHNOLOGIES AND APPLICATIONS, 1994, Las Vegas.
- 5.13. RUBBIA, C. et al. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONF., 1994, London.
- 5.14. STAMMBACH, T. et al. The feasibility of high power cyclotrons, *Nucl. Instr. and Meth. B*, v. 113, p. 1-7, 1996.

6. FÍSICA DE REATORES HÍBRIDOS

A fonte mais comum de prótons é a obtida da ionização de átomos de hidrogênio. Prótons interagem com a matéria através de colisões eletrônicas ou nucleares. Colisões eletrônicas induzem um freamento progressivo dos prótons incidentes até que eles alcancem uma energia muito baixa para as reações nucleares ocorrerem. Para energias suficientemente altas, a probabilidade de interação nuclear tende a um. As partículas produzidas formam a cascata hadrônica primária. Uma fração grande da cascata de hadrons primários é composta de nêutrons. A reação pode ser caracterizada pelo número de nêutrons primários. Uma recente experiência no CERN [6.1] mostrou que aproximadamente 35 nêutrons primários foram produzidos na interação de prótons de energia inicial de 1 GeV com um alvo de urânio natural.

6.1. ARRANJOS MULTIPLICADORES DE NÊUTRONS

Em reatores nucleares, a fissão de um núcleo, em geral, é o resultado da absorção de um nêutron. Esta fissão é acompanhada da emissão média de ν nêutrons, com ν variando entre ~ 2.2 e 3.0 , dependendo do material. Estes nêutrons, por sua vez, podem induzir fissões adicionais, e, assim, produzir novos nêutrons. Porém, cada nêutron absorvido não irá necessariamente produzir uma fissão. Este nêutron pode ser absorvido por um núcleo não fissionável ou núcleo fissionável, sem provocar fissão (reação de captura radiativa). Um nêutron que penetra num meio com núcleos fissionáveis vai, assim, gerar k nêutrons na segunda geração. O número de nêutrons da terceira geração será k^2 e na n -ésima geração será k^{n-1} . Cada geração de nêutron é o resultado de uma reação nuclear que pode ser uma fissão, uma captura ou, mais raramente, uma reação (n, xn) . O número de reações que seguem a aparição de um nêutron no meio multiplicativo, desde que $k < 1$, será

$$n_{reac} = 1 + k + k^2 + \dots + k^n + \dots = \frac{1}{1-k}, \quad (1)$$

Define-se o ganho neutrônico como sendo a razão entre o número total de nêutrons (fonte + gerados) e o número de nêutrons de fonte. Este ganho é então $1/1-k$. Para um meio infinito o valor de k é k_∞ . Para um meio finito, é definido um valor

efetivo de k , k_{eff} , que é menor que o valor de k_{∞} para um meio infinito com a mesma composição devido a fuga de nêutrons do sistema. Deve-se considerar valores locais de k , k_s (k_s - fator de criticalidade da fonte) dependendo do local da aparição do nêutron inicial. Se k_{eff} é maior que um a reação diverge, i.e. de um nêutron inicial obtém-se um número final de nêutrons tendendo a infinito. Uma reação (divergência) controlada permite inicializar o reator. Quando descontrolado conduz a um acidente de criticalidade como o que ocorreu em Chernobyl. Quando k é mantido igual a um obtém-se um reator crítico. A possibilidade de se manter o $k = 1$ é devido à presença de uma fração pequena de nêutrons atrasados que permitem uma correção de divergência do coeficiente de criticalidade k em relação a um. Se k é menor que um, um nêutron incidente gera um número finito de nêutrons secundários. O meio é então subcrítico. A multiplicação é $1/(1-k)$. Se N_0 for o número de nêutrons primários resultantes, por exemplo, da interação de um próton com um alvo em um meio subcrítico, o número total de nêutrons, depois de multiplicação, é $N_0/(1-k)$. O número de nêutrons secundários (produzidos depois de pelo menos uma multiplicação) é $kN_0 / (1-k)$. Cada um destes nêutrons é produzido por fissão (desprezando reações do tipo n, xn), a qual, produz ν nêutrons. Então, o número de fissões secundárias no sistema é $kN_0/\nu(1-k)$. Considerando que cada fissão produz aproximadamente 0,2 GeV de energia (em grande parte a energia cinética dos fragmentos de fissão), a energia térmica produzida no meio será $0,2kN_0/\nu(1-k)$. Esta energia tem que ser comparada à energia dos prótons incidentes E_p para se definir o ganho energético do sistema [6.2]:

$$G = \frac{0,2kN_0}{\nu(1-k)E_p} = \frac{G_0}{1-k} \quad (2)$$

Um experimento no CERN [6.1] obteve um valor constante de $G_0 = 3$, para prótons incidentes com energias maiores que 1 GeV e para um alvo de Urânio.

Note que em um reator híbrido, uma parada do acelerador, por qualquer razão, pára a produção de nêutron automaticamente. Em um meio crítico, a produção de nêutrons só pode ser parada por uma ação deliberada para tornar o meio sub-crítico. A operação de um reator crítico requer barras de controle cuja inserção faz o reator sub-crítico. Reciprocamente, a extração destas barras, tanto de propósito como por acidente, pode levar o reator a ficar super-crítico. Já em reatores híbridos, a mudança do nível de

potência é feita mudando-se a intensidade da corrente do acelerador. Não é necessário ajustar o valor do coeficiente de multiplicação k_{eff} . O sistema pode ser configurado de tal modo que qualquer excursão de criticalidade seja impossível.

6.1.1. FATOR DE MULTIPLICAÇÃO DA FONTE

Outro parâmetro importante no estudo neutrônico em ADS é o comportamento do ganho na multiplicação de nêutrons (M) e sua constante de multiplicação de uma fonte externa (k_s), definidos como:

$$M = \frac{n_{n,f} + n_{n,xn} + n_s}{n_c} ; k_s = 1 - \frac{1}{M}$$

onde $n_{n,f}$ é a produção de nêutrons de fissão por próton incidente, $n_{n,xn}$ é a produção de nêutrons através de reações do tipo (n,2n) ou (n,3n) por próton incidente e n_s é o número de nêutrons de espalação por próton incidente. Durante toda a queima, o reator híbrido deve permanecer subcrítico com uma margem de reatividade que é fixada por padrões de segurança. O fator de criticalidade da fonte pode ser definido como a razão entre duas populações subsequentes de geração de nêutrons. Esta quantidade depende tanto das propriedades da fonte como também do meio multiplicador (material constituinte e posição relativa), e é próximo, mas geralmente diferente, do fator de multiplicação (k_{eff}) que independe totalmente da fonte.

6.2. BALANÇO DE NÊUTRONS

Um reator padrão pode ser visto como um aparelho produtor de energia e nêutrons. Ambos, energia e nêutrons, são produzidos principalmente através de fissão. A fissão libera aproximadamente 200 MeV e 2,5 nêutrons. Pode-se dizer que são necessários 80 MeV para se produzir um nêutron. O processo de espalação exige apenas 30 MeV para produzir um nêutron. É interessante ver se, em relação ao número de nêutrons utilizáveis, reatores híbridos são mais eficientes que a associação de um reator crítico a um acelerador. O número de nêutrons produzido no reator híbrido é:

$$N = \frac{N_0}{1-k}, \quad (3)$$

Enquanto o número de fissões é:

$$N_f = \frac{N_0 k}{v(1-k)}, \quad (4)$$

Em média uma fissão é produzida por $(\sigma_f + \sigma_c)/\sigma_f$ nêutrons. O número total de nêutrons N_{nf} necessário para produzir N_f fissões é:

$$N_{nf} = N_f \frac{\sigma_f + \sigma_c}{\sigma_f} = N_f (1 + \alpha) = \frac{N_0 k}{\eta(1-k)}, \quad (5)$$

onde η é o número de nêutrons emitidos por núcleo fissionável após a captura de um nêutron inicial, σ_f é a seção de choque de fissão e σ_c é a seção de choque de captura. O número total de nêutrons disponível para transmutação N_D é, então:

$$N_D = N - N_{nf} = \frac{N_0}{1-k} \left(1 - \frac{k}{\eta} \right), \quad (6)$$

Consideraremos agora um reator subcrítico associado a um acelerador. N_{Dr} é o número de nêutrons disponíveis ao usar um reator para produzir N_f fissões, além dos N_0 nêutrons de espalação. O número de nêutrons necessário por fissão é

$$\frac{\sigma_f + \sigma_c}{\sigma_f} = 1 + \alpha, \quad (7)$$

enquanto o número de nêutrons produziu por fissão é v . Segue que o número de nêutrons disponível por fissão é $(v - 1 - \alpha)$. O número total de nêutrons disponível no reator é, então

$$N_{\phi} = N_e (v - 1 - \alpha) - \frac{N_0 k}{v(1-k)} (v - 1 - \alpha), \quad (8)$$

e o número total de nêutrons disponível para o sistema reator + acelerador é:

$$N_{\phi} = N_e \left(1 + \frac{k}{v(1-k)} (v - 1 - \alpha) \right) = \frac{N_e}{1-k} \left(1 - \frac{k}{\eta} \right), \quad (9)$$

assim:

$$N_{\phi} = N_{\alpha} \quad (10)$$

Portanto a escolha de um valor específico de k é irrelevante quando o objetivo é a transmutação.

Usando 10% da energia disponível permite obter aproximadamente 0,1 nêutrons adicionais por fissão. Embora pequeno, este número tem que ser comparado ao número de nêutrons que estão efetivamente disponíveis nos reatores. Sabemos que o número máximo de nêutrons disponíveis por fissão é $(v - 1 - \alpha)$. Na prática, o número real é menor que este valor devido a capturas em materiais estruturais e transmutações de núcleos férteis. Vamos assumir que o número de tais nêutrons de captura seja v_e . O número de nêutrons disponíveis é, então $(v - 1 - \alpha - v_e)$. Capturas em materiais estruturais não podem ser muito menores que 0,2 nêutrons por fissão, tanto que é necessário compensar para mudanças de reatividade usando venenos neutrônicos consumíveis. Para cada núcleo fissionável α , tais núcleos sofrem captura de nêutrons conduzindo, em geral, para um núcleo fértil. Para se obter regeneração do combustível nuclear, então $v_e = 0,2 + 1 + \alpha$, pelo menos. O número de nêutrons disponíveis então é $v - 2(1 + \alpha) - 0,2$. Consideraremos quatro casos:

1. O sistema térmico ^{238}U - ^{239}Pu . Então, $v = 2,871$ e $\alpha = 0,36$. O número de nêutrons disponíveis é $2,871 - (2 \times 1,36) - 0,2 = -0,05$. Regeneração não é possível e nenhum

nêutron está disponível para transmutação. Os 0,1 nêutrons adicionais que se tornaram disponíveis pelo uso de um acelerador permitiriam regeneração.

2. O sistema térmico $^{232}\text{Th}-^{233}\text{U}$. Neste caso $\nu = 2,492$ e $\alpha = 0,09$. O número de nêutrons disponíveis se torna $2,492 - (2 \times 1,09) - 0,2 = 0,11$. Regeneração é possível e 0,1 nêutrons estão disponíveis para transmutação. O número adicional de nêutrons dado pelo acelerador é significativo.
3. O sistema rápido $^{238}\text{U}-^{239}\text{Pu}$. Neste caso $\nu = 2,98$ e $\alpha = 0,14$. O número de nêutrons disponíveis se torna $2,98 - (2 \times 1,14) - 0,2 = 0,5$. Regeneração é fácil. A vantagem de um acelerador não é desprezível.
4. O sistema rápido $^{232}\text{Th}-^{233}\text{U}$. Neste caso $\nu = 2,492$ e $\alpha = 0,093$. O número de nêutrons disponíveis se torna $2,492 - (2 \times 1,093) - 0,2 = 0,10$. Regeneração é possível. O número adicional de nêutrons dado por um acelerador é significativo

Conclui-se que a combinação $^{232}\text{Th} - ^{233}\text{U}$ é mais propícia para a utilização em um sistema híbrido.

6.3. EVOLUÇÃO DO COMBUSTÍVEL

Durante a irradiação do combustível nuclear, vários processos estão envolvidos, sendo os mais importantes:

- Fissão de núclídeos pesados
- Desintegrações α ou β
- Transformação de núcleos férteis em núcleos físeis devido a capturas de nêutrons seguidas por decaimento radioativo
- Produção de fragmentos de fissão que podem vir a agir como venenos neutrônicos.

Consideraremos um modelo onde apenas três tipos de núcleos estão presentes:

1. Os núcleos férteis (*cap*);
2. Os núcleos fisséis (*fis*);
3. produtos de fissão (*pf*).

A evolução dos núcleos é determinada pelo sistema de Bateman :

$$\frac{dn_{cap}}{dt} = -n_{cap} \sigma_{cap}^{(n)} \varphi \quad , \quad (11)$$

$$\frac{dn_{fis}}{dt} = n_{cap} \sigma_{cap}^{(n)} \varphi - n_{fis} \sigma_{fis}^{(n)} \varphi \quad , \quad (12)$$

$$\frac{dn_{pf}}{dt} = n_{fis} \sigma_{fis}^{(f)} \varphi \quad , \quad (13)$$

Aqui φ é o fluxo de nêutrons.

Assumindo que a densidade do combustível permanece constante no tempo, que a concentração dos produtos de fissão é desprezível no começo da irradiação e normalizando o número total de núcleos $n_{cap} + n_{fis} + n_{pf} = 1$, a solução das equações de Bateman é obtida:

$$n_{cap}(t) = n_{cap}(0) e^{(-\sigma_{cap}^{(a)} \varphi t)} \quad , \quad (14)$$

$$n_{fis}(t) = (1 - n_{cap}(0)) e^{(-\sigma_{fis}^{(a)} \varphi t)} + n_{cap}(0) \sigma_{cap}^{(a)} \varphi \frac{e^{(-\sigma_{fis}^{(a)} \varphi t)} - e^{(-\sigma_{cap}^{(a)} \varphi t)}}{\sigma_{cap}^{(a)} - \sigma_{fis}^{(a)}} \quad , \quad (15)$$

$$n_{pf}(t) = 1 - n_{cap}(t) - n_{fis}(t) \quad , \quad (16)$$

Sabendo a evolução das concentrações, calcula-se a evolução do fator de multiplicação

$$k(t) = \frac{\eta n_{fis}(t) \sigma_{fis}^{(a)}}{n_{cap}(t) \sigma_{cap}^{(n)} + n_{fis}(t) \sigma_{fis}^{(n)} + n_{pf}(t) \sigma_{pf}^{(n)} + P(t)} \quad (17)$$

onde $P(t)$ é o número de nêutrons perdidos em materiais estruturais, barras de controle ou que escaparam do reator. Em reatores críticos a condição $k = 1$ é mantida em função de $P(t)$. Para reatores híbridos o valor de k é livre desde que com um valor nominal suficientemente menor que um. Este resultado pode ser obtido pela regeneração periódica do combustível como também definindo condições de funcionamento entre as trocas minimizando as variações de k . Estas condições são diferentes entre os sistemas que usam combustíveis líquidos e sólidos.

6.4. SISTEMAS COM COMBUSTÍVEL LÍQUIDO (SAL FUNDIDO)

Neste caso, os produtos de fissão são extraídos do combustível assim que são produzidos. Também é possível manter constante a concentração de elementos férteis através da “alimentação” contínua. No equilíbrio, a proporção relativa de núcleos físeis e férteis é relacionada:

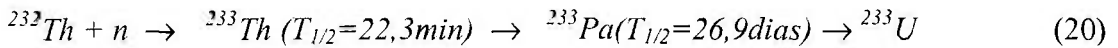
$$\frac{dn_{fis}}{dt} = n_{cap} \sigma_{cap}^{(a)} \phi - n_{fis} \sigma_{fis}^{(a)} \phi = 0 \quad (18)$$

ou seja,

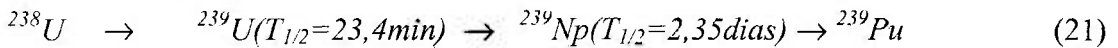
$$\frac{n_{fis}^{(eq)}}{n_{cap}^{(eq)}} = \frac{\sigma_{cap}^{(a)}}{\sigma_{fis}^{(a)}} \quad (19)$$

Se a concentração inicial $n_{fis}(0)$ é menor que n_{fis}^{eq} , a concentração aumentará em função de tempo, e, conseqüentemente, a reatividade do meio $\rho = (k - 1)$, enquanto desconsiderarmos efeitos adversos como absorção por produtos de fissão. Assim, um sistema onde $n_{fis} < n_{fis}^{eq}$ é regenerador, já que o número de núcleos físeis criados é maior que o de destruídos ($dn_{fis}/dt > 0$). No caso oposto, quando $n_{fis} > n_{fis}^{eq}$, o sistema é queimador. No caso simples de regeneração de núcleos físeis, observa-se que da equação 17, o valor máximo de k é igual a $\eta/2$.

Os combustíveis líquidos propostos foram sais fundidos. Um reator que usa uma mistura de Urânio, Tório, Berílio e Fluoreto de Lítio, trabalhou com sucesso por vários anos em Oak Ridge. Este reator usou um ciclo de $^{232}\text{Th} - ^{233}\text{U}$. A seqüência de reações envolvidas do ^{232}Th para o ^{233}U de é:



Lembrando que ^{239}Pu é obtido do ^{238}U através de:



O ^{233}Pa pode capturar nêutrons, o que tende a diminuir a reatividade do reator. Isto por que, no reator experimental de Oak Ridge, foi utilizado um processo de troca on-line do combustível. Este processo objetivava extrair tanto os produtos de fissão como o protactínio. Após o decaimento do protactínio, o ^{233}U resultante foi reinjetado no reator. Este procedimento permitiu alcançar uma regeneração da ordem de 5% por ano. Este foi o único caso onde “*breeding*” foi demonstrado para um reator térmico.

O uso de combustíveis líquidos também foi considerado para reatores rápidos. Neste caso cloretos em lugar de fluoretos foram propostos [6.2].

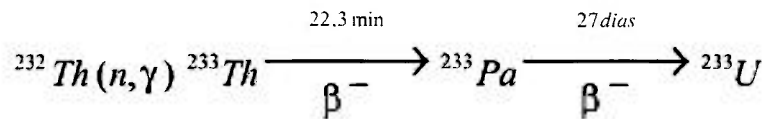
6.5. COMBUSTÍVEIS SÓLIDOS

Em sistemas que usam combustíveis sólidos, a menor variação de k possível entre dois reabastecimentos é o ideal. Das equações 14 a 17 é visto que o valor de $k(t)$ depende da concentração inicial do elemento fissil. Um valor inicial de “*breeding*” para esta concentração induz um aumento de $k(t)$ com tempo. Esta tendência crescente pode ser compensada de uma maneira mais ou menos exata pela diminuição de k causada pelo aumento da concentração de produtos de fissão. C. Rubbia [6.3] mostrou aquele tal compensação é possível com um Reator Híbrido Rápido que usa uma mistura de Tório-Urânio como combustível. Também foi mostrado que um combustível feito de uma mistura de actinídeos secundários poderia ter este comportamento [6.4]. Em ambos os casos, o período durante para se obter uma relativa constância de k é da ordem de 5

anos, que leva a quantias de queima de 200 MWd/t. Tal constância de k só pode ser obtida para sistemas rápidos, não para sistemas térmicos, devido à grande probabilidade de captura de nêutrons lentos pelos produtos de fissão e pela baixa taxa de conversão.

6.5.1. O EFEITO PROTACTÍNIO

O protactínio ^{233}Pa tem um papel importante como um isótopo intermediário na formação de ^{233}U no ciclo de combustível do Tório. A captura de um nêutron pelo ^{232}Th leva à formação do ^{233}Th que decai com uma meia vida de $22,3 \pm 0,1$ min por emissão beta em ^{233}Pa . O ^{233}Pa decai com uma meia vida de $26,967 \pm 0,002$ dias levando à formação do combustível nuclear ^{233}U . O ^{233}Pa não pode ser considerado um isótopo de meia vida longa, pois sua meia vida de 27 dias tem que ser levada em conta no projeto e operação de reatores nucleares que utilizam Tório como combustível. A formação do ^{233}Pa afetam tanto o comportamento da formação de ^{233}U como da reatividade do reator.



Durante a operação do reator, a taxa de captura do ^{232}Th é igual a taxa de absorção do ^{233}U , ou seja, existe o equilíbrio. Ao se desligar o reator, o ^{233}Pa que foi produzido continua decaindo, aumentando assim a concentração de ^{233}U , fazendo com que a reatividade aumente. As Figuras 1, 2 e 3 que ilustram estes efeitos foram obtidas utilizando-se o programa ORIGEN-2 [6.5]. O efeito protactínio é menor se o Tório for utilizado apenas como “blanket”, pois a variação da reatividade é menor na periferia do que na região central.

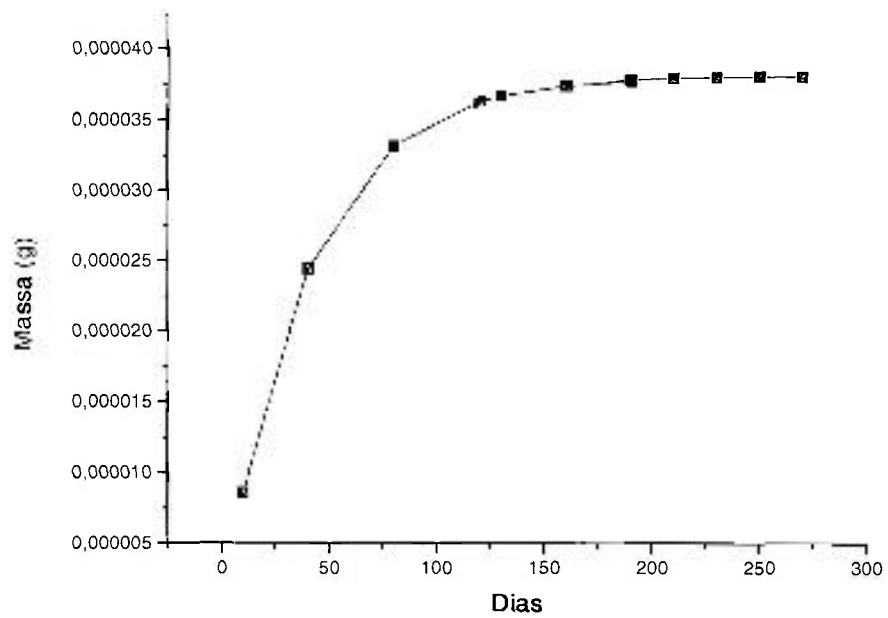


Figura 1. Concentração do ^{233}Pa durante a irradiação do combustível ($0,1\text{U}^{233}\text{O}_2 + \text{Th}^{232}\text{O}_2$). Nota-se um aumento de sua concentração ao longo do tempo devido a captura de um nêutron pelo ^{232}Th e a subsequente formação de ^{233}Pa .

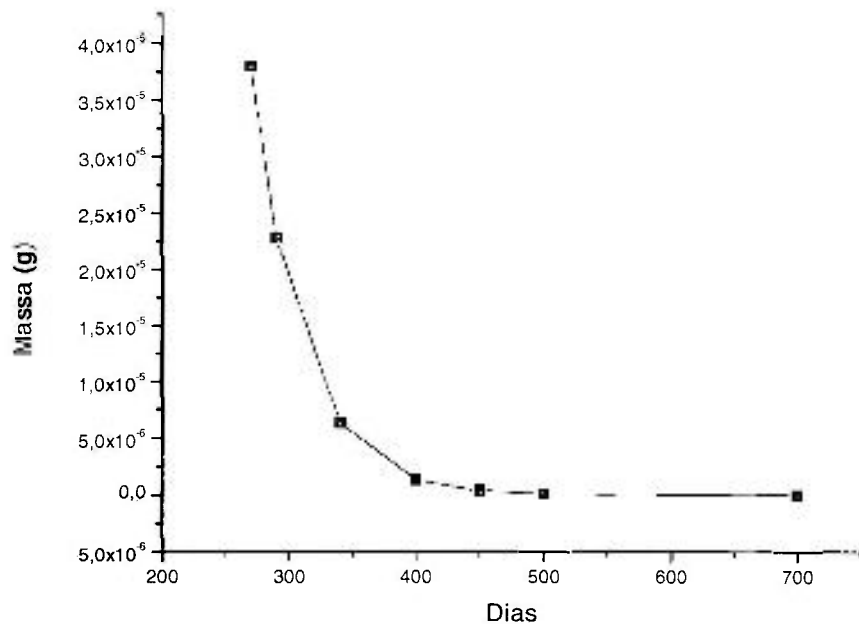


Figura 2. Concentração do ^{233}Pa após a irradiação do combustível (ao desligar o reator). Nota-se a diminuição de sua concentração ao longo do tempo devido ao decaimento do ^{233}Pa e a subsequente formação de ^{233}U .

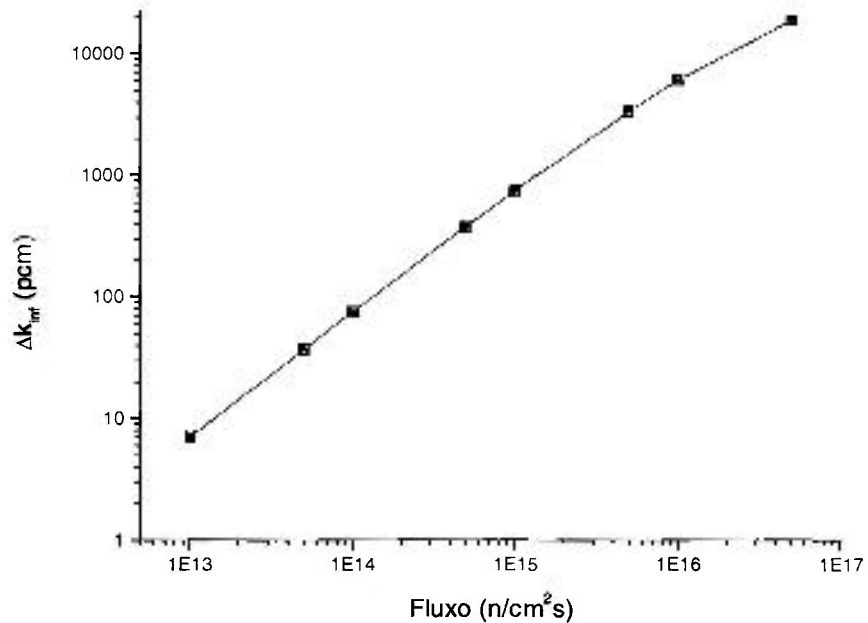


Figura 3. Variação do Δk_{inf} para diversos fluxos de irradiação. Nota-se um aumento do Δk_{inf} conforme o fluxo de irradiação aumenta, mostrando que sua variação é mais importante para fluxos mais altos.

A influência do efeito protactínio na reatividade do reator é estimada em 1674 pcm, o que significa, extrapolando, um fator 2% no k_{eff} [6.6]. Este valor foi obtido para um sistema semelhante, onde foi empregado um cálculo em três dimensões, sendo portanto mais realístico.

A presença de protactínio, no ciclo de Tório-Urânio, impõe limites no fluxo de nêutron admissível ao usar combustíveis sólidos. Esta limitação é devida a dois efeitos prejudiciais do protactínio:

1. Como dito acima, o protactínio captura nêutrons e, assim, diminui a reatividade do reator. A concentração de ^{233}Pa no reator é, em primeira ordem, igual ao produto da taxa de produção $n_{^{232}Th} \sigma_{^{232}Th}^{(a)} \phi$ pelo tempo de vida do ^{233}Pa . A relação entre os nêutrons capturados pelo protactínio e os capturados pelo Tório é:

$$r_{^{233}Pa} = \frac{\sigma_{^{233}Pa}^{(a)} \phi T_{^{233}Pa}^{1/2}}{0,693} = 3,232 \times 10^{-18} \sigma_{^{233}Pa}^{(a)} \phi \quad (22)$$

Para um fluxo térmico de nêutron esta relação chega a 1% para um fluxo de $1,3 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2/\text{s}$. A mesma relação é obtida para um fluxo de $0,38 \times 10^{16} \text{ n/cm}^2/\text{s}$, no caso de um reator de nêutrons rápidos. A relação das potências específicas para os dois casos é 3,2 a favor do sistema rápido. Então, sistemas rápidos são menos sensíveis que os térmicos para captura em protactínio.

2. Após a parada do reator, o inventário de ^{233}Pa se transforma em ^{233}U , que conduz a um aumento da reatividade, e do k_{eff} – o Efeito Protactínio. Este aumento pode conduzir o reator a criticalidade. O tempo característico para tal evolução é da ordem do tempo de vida do ^{233}Pa , ou seja, aproximadamente um mês. Ações corretivas poderiam ser empregadas facilmente através da inserção de uma reatividade negativa. Porém a vantagem de segurança passiva de sistemas híbridos seria perdida. É, assim, interessante manter o sistema sub-crítico em qualquer circunstância. A variação de k após o desligamento do reator é determinada pela relação entre a massa do inventário de protactínio e de ^{233}U , o qual, assumindo condições de regeneração têm-se:

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{n_{^{232}\text{Th}} \sigma_{^{232}\text{Th}}^a \varphi T_{^{233}\text{Pa}}^{1/2}}{0,693 n_{^{233}\text{U}}} = \frac{\sigma_{^{233}\text{U}}^{(a)} \varphi T_{^{233}\text{Pa}}^{1/2}}{0,693} = \frac{(1+\alpha) r_f \alpha_{^{233}\text{U}}^{(a)} T_{^{233}\text{Pa}}^{1/2}}{0,693 n_{^{232}\text{Th}} \alpha_{^{232}\text{Th}}^{(a)}} \quad (23)$$

onde α é o número de núcleos fissionáveis, $n_{^{232}\text{Th}}$, $n_{^{233}\text{U}}$ e $n_{^{233}\text{Pa}}$ são o número de núcleos de ^{232}Th , ^{233}U e ^{233}Pa respectivamente, $\sigma_{^{232}\text{Th}}^a$, $\sigma_{^{233}\text{U}}^a$ e $\sigma_{^{233}\text{Pa}}^a$ são as seções de choque de captura do ^{232}Th , ^{233}U e ^{233}Pa respectivamente, φ é o fluxo de nêutrons, e a taxa de fissão r_f é, sob condições de regeneração:

$$r_f = \frac{n_{^{233}\text{U}} \sigma_{^{233}\text{U}}^{(a)} \varphi}{(1+\alpha)} = \frac{n_{^{232}\text{Th}} \sigma_{^{232}\text{Th}}^{(a)} \varphi}{(1+\alpha)} \quad (24)$$

com $\sigma_{^{233}\text{U}}^{(a)} = (1+\alpha) \sigma_{^{233}\text{U}}^{(f)}$. Para um sistema térmico, $\Delta k/k = 10^{-15} \varphi$. Excursão de criticalidade fica significativa para fluxos modestos de alguns $10^{13} \text{ n/cm}^2/\text{s}$. Para densidades de fissão iguais a relação de inventário de protactínio varia com

$\sigma_{^{233}U}^{(a)} / \sigma_{^{232}Th}^{(a)}$. Esta relação é 77 para sistemas térmicos e, só, 6,8 para sistemas rápidos. A excursão de criticalidade é mais que dez vezes menor para sistemas rápidos. Ao mesmo tempo, a proporção de ^{233}U relativo a ^{232}Th , sobe de 1,3% para sistemas térmicos para 15% para sistemas rápidos. Em conclusão sistemas rápidos apresentam vantagens definidas sobre sistemas térmicos ao utilizar combustíveis sólidos.

6.6. AVALIAÇÃO ESTRATÉGICA DE SISTEMAS HÍBRIDOS

Sistemas híbridos geralmente têm dois objetivos: Transmutação ou Produção de Energia.

6.6.1. TRANSMUTAÇÃO

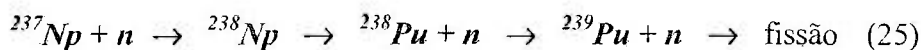
A transmutação deve ser considerada tanto para eliminação de rejeitos como para produção de novos núcleos físeis. Aqui o parâmetro mais importante é o fluxo de nêutrons, já que o tempo de vida efetivo de um núcleo em um fluxo de nêutron é inversamente proporcional ao valor de fluxo. Como exemplo, um conjunto de núcleos com uma seção de choque de 1 barn, típico de produtos de fissão, precisa de 200 anos em um fluxo de 10^{14} n/cm²/s para reduzir por um fator de 2. Tais números explicam por que projetos como o de Bowman et al. [6.7] requerem um fluxo de nêutrons térmicos da ordem de 10^{16} n/cm²/s. Neste contexto, pode-se separar o caso de incineração de elementos transurânicos da transmutação de produtos de fissão:

- Para a transmutação dos produtos de fissão, o número adicional de nêutrons por fissão necessário é diretamente proporcional ao rendimento por fissão dos produtos a serem destruídos. Da análise prévia do balanço de nêutrons nota-se que são necessários aproximadamente 10% da energia produzida pelo sistema para transmutar 10% dos produtos de fissão. Nota-se também que o número de nêutrons adicionais produzidos pelo acelerador é pequeno comparado aos nêutrons adicionais obtidos nos reatores rápidos
- Incineração de elementos transurânicos é feita através da fissão. Assim, é então, associada à energia e produção de nêutrons. Para isto foi mostrado que a incineração através de nêutrons rápidos tem um ganho

líquido de nêutrons. Isto se deve ao fato de que a seção de choque de fissão de núcleos férteis, que são muito pequenas para nêutrons térmicos, é grande para nêutrons rápidos [6.4,6.8]. Como exemplo segue uma tabela com as seções de choque para fissão e captura, de um espectro rápido típico, para três isótopos férteis:

	σ_f (barns)	σ_c (barns)
^{237}Np	0,36	0,76
^{238}Pu	1,38	0,211
^{240}Pu	0,35	0,41

Para espectro térmico, o balanço de nêutrons para incineração depende tanto do valor do fluxo de nêutrons como da natureza dos núcleos a serem transmutados. A vantagem de fluxos térmicos altos foi demonstrado por C. D. Bowman [6.7] no caso de ^{237}Np . O elemento ^{241}Am [6.8] deve ser um caso semelhante. Incineração de ^{237}Np normalmente passa pela seguinte série de reações:



Pelo menos três nêutrons (mais devido a captura pelo ^{239}Pu) são necessários para a incineração. Sendo que a fissão produz menos do que três nêutrons, o processo de incineração é um consumidor de nêutrons. Semelhante ao que foi dito para ^{233}Pa , fluxos térmicos muito intensos permitem acelerar a desintegração de ^{238}Np . Este isótopo é muito fissionável, com uma seção de choque perto de 2500 barns. Seu tempo de vida sob o fluxo de nêutron é expresso como $5 \times 10^{15} / \phi$ (n/cm²/s) dias. São necessários fluxos de 10^{16} n/cm²/s para fissão direta do ^{238}Np se tornar dominante quando comparada a seu decaimento radioativo. Tais fluxos só poderiam ser obtidos com combustíveis líquidos, devido à queima muito rápida.

6.6.2. PRODUÇÃO DE ENERGIA

Se o objetivo do sistema híbrido for principalmente à produção de energia, o uso de combustíveis sólidos é mais simples e melhor documentado do que o de combustíveis líquidos. Combustíveis líquidos podem aumentar significativamente os riscos de derramamento radioativos, e assim, da contaminação do reator e vizinhanças. Uso de sistemas híbridos permite minimizar vários problemas existentes em sistemas críticos. Seria possível, por exemplo produzir energia com um *LWR* usando um combustível de urânio natural, o que é impossível em um reator crítico normal. Também podem ser projetados reatores regeneradores térmicos ou reatores híbridos rápidos também, utilizando o ciclo ^{233}U - ^{232}Th . Este ciclo é especialmente interessante pois minimiza a produção de elementos de transurânicos. Por isto este ciclo foi proposto em vários sistemas [6.9,6.10,6.11]. O valor do coeficiente de multiplicação k deve ser pequeno o bastante para prevenir qualquer possibilidade do sistema se tornar crítico. O resultado da experiência de FEAT no CERN [6.1], mostra que um valor de k de 0,98 corresponderia a um ganho de energia de 150. Um próton de 1 GeV produziria 150 GeV no meio multiplicativo. A energia primária necessária para acelerar um próton de 1 GeV é aproximadamente 6 GeV. Assim a energia disponível por próton de 1 GeV incidente estaria perto de 144 GeV.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 6.1. ANDRIMONGE, S. et al. *Phys. Lett. B*, v.348, p.697, 1995.
- 6.2. RITTER, G. Memoire of DEA. Universite Joseph Fourier, Grenoble
- 6.3. RUBBIA, C.; RUBIO, J. A.; BUORNO, S.; CARMINATI, F.; FIÉTIER, N.; GALVEZ, J.; GELÈS, C.; KADI, Y.; KLAPISCH, R.; MANDRILLON, P.; REVOL, J. P. AND CH. ROCHE. *Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier*. European Organization for Nuclear Research Report, 1995. (CERN/AT/95-44(ET)).
- 6.4. NIFENECKER, H. ; MEPLAN, O. In: ATELIER GEDEON, May 6-7, 1996.
- 6.5. BELL, M. J. *ORIGEN - The ORNL Isotope Generation and Depletion Code*, Union Carbide Corp., Nucl. Div., Oak Ridge Natl. Lab. Report, May 1973. (ORNL-4628).
- 6.6. GANESAN, S. A Review of the Current Status of Nuclear Data for Major and Minor Isotopes of Thorium. In: PHYSOR 2000, May 7-12, 2000, Pittsburg, Pennsylvania, USA.
- 6.7. BOWMAN, C. D. et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, v.320, p.336, 1992 and F. VENNERI et al. LANL: Los Alamos National Laboratory, 1993. (LA-UR-93-752).
- 6.8. SALVATORES, M. et al. *Nucl. Science and Engineering*, v.116, 1994.
- 6.9. SPIRO, M. In: ATELIER GEDEON, May 6-7, 1996.
- 6.10. FURUKAWA, K. et al. The combined system of accelerator molten salt breeder (AMSB) and molten salt converter reactor (MSCR). In: JAPAN-US SEMINAR ON "THORIUM FUEL REACTORS", October, 1982, Naora (Japan).
- 6.11. CARMINATI, F. et al. 1993. (CERN-AT-93-47(ET)).

7. METODOLOGIA DE CÁLCULO

A área de Física de Reatores possui um elenco enorme de recursos computacionais que podem ser amplamente expandidos para a análise neutrônica do AE. O transporte de prótons será efetuado com os programas LAHET/HETC [7.1] os quais definem a magnitude e a região da fonte de espalação. O transporte de nêutrons e gamas será feito com o código de Monte Carlo MCNP-4C conforme mostrado na Figura 7.1.

A metodologia engloba todos os eventos neutrônicos importantes para a análise do conceito proposto. Os aspectos termohidráulicos também serão contemplados, embora de uma maneira simplificada, para a avaliação da proposta.

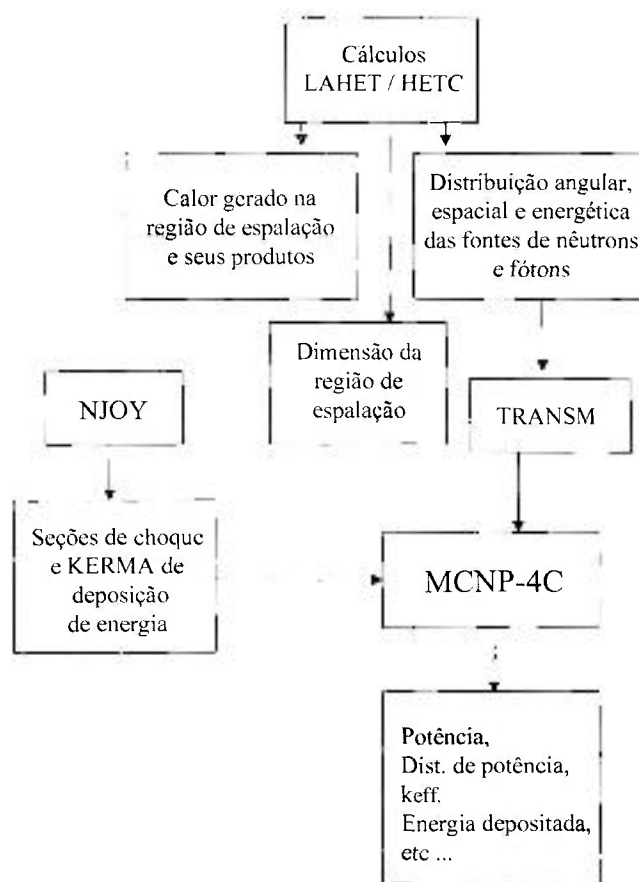


Figura 7.1. Diagrama em blocos da metodologia a ser empregada nos cálculos e simulações.

7.1. LCS – LAHET CODE SYSTEM

O programa LAHET é um código de Monte Carlo para transporte e interação de núcleons, píons, múons, ions leves e anti-núcleons em geometria complexa. Ele também pode ser usado, sem a parte de transporte de partículas, para a geração de seções de choque de produção de partículas. O LAHET é o resultado de um grande esforço do Laboratório Nacional de Los Alamos para desenvolver um sistema de códigos baseado na versão do código de Monte Carlo HETC para transporte de núcleons, píons e múons, que foi desenvolvido originalmente no Laboratório Nacional de Oak Ridge [7.2]. Devido as novas funções e opções acrescentadas ao código no LANL, o código foi renomeado para LAHET, e o sistema de códigos baseado no LAHET foi chamado de *LAHET Code System (LCS)* [7.1]. A interface entre os códigos do LCS é mostrada na Figura 7.2.

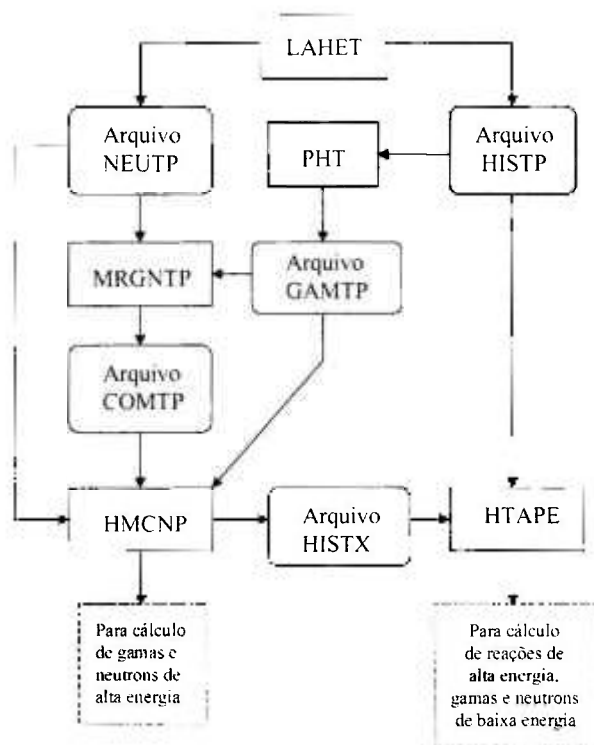


Figura 7.2. Diagrama em blocos do pacote de códigos LCS - Lahet Code System

O módulo da trajetória de partículas usa o modelo de geometria do código MCNP, também de LANL [7.3]. Consequentemente, as opções de plotagem do MCNP podem ser utilizadas para o LAHET. O transporte de partículas carregadas levam em conta o freamento contínuo e espalhamento múltiplo, ambos adaptados a geometria do MCNP. Além disso, o arquivo de histórias pode ser usado para gerar uma fonte de superfície para um próximo cálculo do LAHET, e no caso de um problema envolvendo a reação nêutron/píon, o arquivo de histórias pode ser usado também como uma fonte para o cálculo do transporte de múons.

O LAHET fornece ao usuário dois modelos de fissão induzida por interações de alta energia: o modelo de ORNL por Alsmiller e outros [7.4], e o modelo do Laboratório Rutherford Appellton por Atchison [7.5]; ambos utilizam o modelo de evaporação de Dresner [7.6]. O HETC utiliza o modelo de cascata intranuclear de Bertini [7.7] para descrever as interações nucleares. No LAHET, um modelo de cascata intranuclear alternativo foi adaptado do código ISABEL [7.8,7.9], que admite íons de hidrogênio e hélio, assim como antiprótons [7.10], como projéteis. O modelo de cascata intranuclear do ISABEL é derivado do código da cascata intranuclear VEGAS [7.11]. O modelo de fragmentação de Fermi [7.12] substituiu o modelo de evaporação de núcleos leves. Um modelo éxciton de pré-equilíbrio multiestágio [7.13] foi implementado como um estágio intermediário entre a cascata intranuclear e a fase de evaporação da interação nuclear.

A filosofia por trás do código HETC é tratar todas as interações de prótons, píons e múons, mas considerar apenas as interações com nêutrons com energia acima do limiar, tipicamente 20 MeV. Todo nêutron gerado a partir de uma reação com energia abaixo de 20 MeV tem todos seus parâmetros cinemáticos gravados num arquivo de nêutrons (NEUTP) para o transporte subsequente pelo código de Monte Carlo que utiliza as bibliotecas de seção de choque para nêutrons ENDF/B. Para o LAHET, a versão do MCNP (HMCNP) [7.14], que foi modificado para aceitar o arquivo NEUTP como dados de entrada da fonte, é utilizado para completar o transporte de partículas. Como o LCS é baseado no acoplamento entre LAHET e HMCNP através do arquivo NEUTP, o LAHET utiliza o sistema de geometria do MCNP.

O programa HMCNP, citado no parágrafo acima, faz parte integrante do pacote LCS. No início do nosso trabalho, foi feita uma atualização deste programa para HMCNP4A, que é equivalente ao MCNP4A, com a diferença de poder ser usado em conjunto com o LAHET. Posteriormente, foi desenvolvido um programa chamado TRANSM, que basicamente converte o arquivo NEUTP em um outro arquivo de formato

de fonte superficial (*SSR – surface source read*) chamado RSSA, que pode ser utilizado como dado de entrada nas versões MCNP-4B e MCNP-4C (a versão 4C é mais nova versão do código MCNP que foi recebida pelo CENF (Centro de Engenharia Nuclear, Divisão de Física de Reatores) no segundo semestre de 2000. A grande maioria dos cálculos foi efetuada utilizando esta última versão do código.

A fase de cálculos envolvendo o MCNP pode ser executado como um problema envolvendo nêutrons e fótons. Para se obter a fonte de fótons a partir das interações de alta energia do LAHET, é necessário executar o programa PHT. O arquivo de entrada do PHT é o HISTP, gerado a partir do LAHET, e como arquivo de saída tem o arquivo de gamas (GAMTP) que contém a fonte de fótons para o MCNP no mesmo formato que o NEUTP. Os gamas são gerados a partir de dois processos:

- O decaimento dos píons neutros produzidos na cascata intranuclear
- A desexcitação do núcleo residual após toda a evaporação de partículas ter cessado

Os dois arquivos, NEUTP e GAMTP, podem ser unidos em um único arquivo utilizando-se o programa MRGNTP para servir de dado de entrada do MCNP em um problema envolvendo nêutrons e gamas, descrevendo assim todo o transporte de raios gama do sistema. Alternativamente, estes dois arquivos de fonte podem ser processados separadamente para analisar os efeitos dos gamas resultantes das interações de alta energia e dos gamas gerados nas reações dos nêutrons abaixo de 20 MeV.

7.1.1. ARQUIVO NEUTP

O arquivo NEUTP consiste de dados de controle e de informações sobre as partículas e cada instrução (linha) é composta de 10 palavras. Cada informação da partícula fornece os parâmetros cinemáticos desta para o MCNP. Este mesmo formato é usado para o NEUTP que é gerado pelo LAHET, para o GAMTP que é gerado pelo PHT e para o arquivo de saída do MRGNTP, o código usado para unir os arquivos NEUTP e GAMTP em um único arquivo.

A Figura 7.3 mostra a estrutura de dados do arquivo NEUTP. Na primeira linha temos alguns parâmetros de controle do programa e o número de cascatas (uma cascata por partícula incidente), neste caso 1000. A partir da segunda linha têm-se dez colunas com as

informação cinemáticas de cada nêutron gerado, uma linha por nêutron. A primeira coluna indica um parâmetro de controle composto da combinação do número de cascatas e um valor associado à partícula pelo programa. Na segunda coluna tem-se a energia da partícula em MeV, na terceira, quarta e quinta colunas têm-se os cossenos diretores da partícula (direções u, v, w), na sexta, sétima e oitava colunas têm-se as coordenadas espaciais da partícula (posição x, y, z), na nona coluna tem-se o peso associado à partícula e por último, a décima coluna indica a coordenada tempo da partícula (em nanosegundos). Em resumo, o peso da partícula é um número associado à partícula durante todo o transporte realizado pelo MCNP, representando a contribuição relativa da partícula nos resultados finais. Se o MCNP é utilizado apenas para simular o transporte físico exato, então cada partícula do MCNP representa uma partícula física e seu peso é igual a um (1), que é a situação que representa nosso problema. A coordenada tempo da partícula, expressa em nanosegundos, representa o intervalo de tempo entre a entrada do projétil (próton) no sistema até a ocorrência da reação de interesse (geração de nêutrons).

7.2. MCNP – A GENERAL MONTE CARLO N-PARTICLE TRANSPORT CODE

O MCNP (*Monte Carlo N-Particle*) é um código multi-propósito que pode ser usado para o transporte de nêutrons, fótons, elétrons e também o acoplamento entre nêutron/fóton/elétron, incluindo a capacidade de calcular autovalores para sistemas multiplicativo [7.3]. O código trata de geometrias de células tridimensionais. Seções de choque pontuais são usadas, sendo que para nêutrons, todas as reações para o cálculo envolvendo uma dada seção de choque está contido na biblioteca (como por exemplo ENDF/B-VI). Para fótons, o código leva em conta o espalhamento coerente e o incoerente, a possibilidade de emissão de fluorescência após absorção fotoelétrica, absorção de produção de pares com a emissão local de radiação de aniquilação, e *bremsstrahlung*. Um modelo de freamento contínuo é usado para o transporte de elétrons, que inclui pósitrons, raios-x K , e *bremsstrahlung* mas não inclui campos externos ou auto-induzidos.

As opções que fazem do MCNP um código muito versátil e fácil de ser utilizado incluem um módulo muito poderoso para definição de uma fonte geral, fonte de criticalidade ou fonte de superfície; opções de plotagem da geometria modelada e também dos resultados de saída; uma variedade de técnicas de redução de variância; e inúmeros dados de seções de choque.

7.3. DISTRIBUIÇÃO DE TEMPERATURA

7.3.1. TEMPERATURA NO REVESTIMENTO E COMBUSTÍVEL

As temperaturas alcançadas pelos diferentes elementos do núcleo são parâmetros importantes relacionados com a segurança do AE. Em particular, uma operação segura exige que o revestimento (“cladding”) e as temperaturas do combustível estejam bem abaixo dos limites estruturais dos materiais constituintes.

A distribuição de temperatura do chumbo ao longo de qualquer canal refrigerante da vareta pode ser calculada com base na distribuição de densidade de potência axial.

7.3.1.1. DISTRIBUIÇÃO AXIAL DE POTÊNCIA / TEMPERATURA

O estudo da densidade de potência axial é importante no cálculo das temperaturas no núcleo do reator e para se verificar a posição axial mais adequada da janela do feixe de prótons para se obter uma distribuição com um valor máximo à meia altura da vareta combustível. O objetivo é determinar detalhadamente a distribuição do número de fissões ao longo da altura da vareta combustível, que foi convenientemente dividida em dez partes, e assim definirmos qual é a região mais “quente”. Esta região será a utilizada para todos os cálculos termodinâmicos para estabelecermos os valores máximos atingidos e permitidos para nossa configuração.

Procede-se resolvendo as equações de calor seguindo modelos matemáticos como no El-Wakil [7.15].

A distribuição axial de densidade de potência linear (q') do AE pode ser expressa como:

$$q'(z) = q'_{\max} [1 - b(z - z_{\text{méd}})^2] \quad (q' \equiv W/m) \quad , \quad (1)$$

onde z é a coordenada axial, q'_{\max} é a máxima densidade de potência linear, alcançada no meio da vareta ($z = z'_{\text{méd}}$), e b é um parâmetro dado pela forma de distribuição de potência. Tanto q' e b são funções da posição radial da vareta no núcleo. A distribuição de temperatura do chumbo pode ser calculada usando a expressão

$$\frac{dT(z)}{dz} = \frac{q'(z)}{f_a v \rho C_p}, \quad (2)$$

onde T é a temperatura de chumbo e f_a, v, ρ e C_p , são a área de fluxo do chumbo, velocidade, densidade e calor específico, respectivamente. Na aproximação na qual estas quantidades são mantidas constantes (como valores médios) a temperatura interna do revestimento é dada por:

$$T_{rev.int}(z) = T_{rev.ext}(z) + \frac{e}{k_c} q''_{max} [1 - b(z - z_{med})^2] \quad (3)$$

onde

$$T_{rev.ext}(z) = T_{pb}(z) + \frac{q''(z)}{h} \quad (4)$$

onde q'' é a distribuição densidade de potência na superfície e h é o coeficiente de transferência de calor local para o Hélio.

O aumento da temperatura dentro do combustível, sem considerar a transferência axial de calor da vareta, como uma função do raio e do comprimento do combustível é dado por:

$$T_{comb.int}(r, z) = T_{comb.ext}(z) + \frac{q'''(z)}{4k_{ThO_2}} (r_1^2 - r^2) \quad r_2 \leq r \leq r_1 \quad (5)$$

onde $q'''(z) = W\rho_{ThO_2}$ (W/m^3), r é a posição radial e r_1, r_2 o raio da pastilha de combustível e o raio do "void" respectivamente. \bar{k}_{ThO_2} é a condutividade térmica média do óxido de Tório.

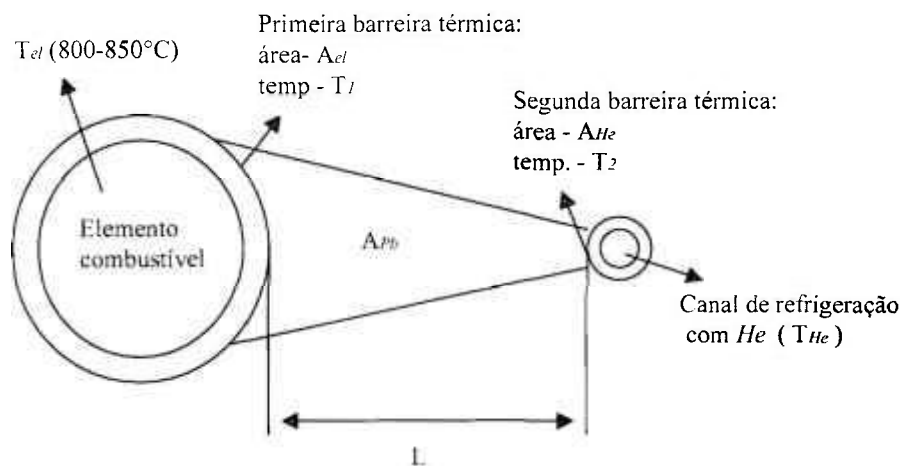
7.3.2. TEMPERATURA NO CHUMBO

7.3.2.1. ANÁLISE UNIDIMENSIONAL

A proposta alternativa assume que o chumbo deve ser mantido sólido, e consequentemente deve-se garantir que sua temperatura próximo do elemento combustível seja menor do que a temperatura de fusão ($T_{fpb} = 328 \text{ }^\circ\text{C}$). Para isso, adotaremos uma

análise unidimensional de transferência de calor considerando os fenômenos conjugados de radiação, condução e convecção. Despreze no momento o aquecimento nuclear no chumbo.

A partir do diagrama abaixo, pode-se calcular a temperatura de interesse T_1 :



Utilizando a aproximação unidimensional, têm-se as equações abaixo:

$$q = \sigma (T_{el}^4 - T_1^4) A_{el} \quad (\text{radiação}) \quad , \quad (6)$$

$$q = k_{pb} \frac{T_1 - T_2}{L} A_{pb} \quad (\text{condução}) \quad , \quad (7)$$

$$q = h(T_2 - T_{He}) A_{He} \quad (\text{convecção}) \quad , \quad (8)$$

onde q é o calor transferido, σ é a constante de Stefan-Boltzmann, T_1 é a temperatura da superfície do elemento combustível, T_2 é a temperatura da superfície do canal de refrigeração de He, A_{el} , A_{pb} e A_{He} são as áreas da superfície do elemento combustível, área média do chumbo e área da superfície do canal de refrigeração, respectivamente, k_{pb} é a condutividade térmica do chumbo, L é a distância entre o elemento combustível e o canal de refrigeração e h é o coeficiente de transferência de calor local, T_{el} e T_{He} são as temperaturas do elemento combustível e do canal refrigerante, respectivamente. Note que o desenho é apenas ilustrativo, não estando em escala, pois na verdade $L = 2$ cm e o diâmetro do elemento combustível é de 23,4 cm. Nesta proposta alternativa, as grandezas tem os seguintes valores: $\sigma = 5,6704 \times 10^{-8}$ W/m² K⁴, $k_{pb} = 16,45$ W/m °C, $A_{el} = 0,345575$ m², $A_{pb} = 0,1914$ m² e $A_{He} = 0,03989$ m². Têm-se então 3 equações e 3 incógnitas, q , T_1 e T_2 . Resolvendo este sistema de equações para o caso mais crítico, isto é, T_{el} igual a 800 °C, considerando que a temperatura média do Hélio no canal de refrigeração é 100 °C, e com

um coeficiente de transferência de calor h , da ordem de $7000 \text{ (W/m}^2 \text{ }^\circ\text{K)}$, tem-se para T_1 um valor máximo de $237 \text{ }^\circ\text{C}$, sendo portanto menor que $328 \text{ }^\circ\text{C}$, referentes a fusão do chumbo.

7.3.2.2. AQUECIMENTO NUCLEAR, O MÓDULO HEATR

O aquecimento é um parâmetro importante em qualquer sistema nuclear. Ele pode representar o produto que está sendo vendido – como a potência do reator – ou ele pode afetar o projeto dos sistemas periféricos como os componentes de blindagem ou estruturais.

O aquecimento nuclear pode ser convenientemente dividido em aquecimento de nêutrons e aquecimento de gamas, como mostra a Figura 7.4. O aquecimento devido aos nêutrons em uma dada região é proporcional ao fluxo de nêutrons local e origina-se da interação dos nêutrons com a matéria (incluindo tanto as partículas secundárias carregadas como o recuo do próprio núcleo alvo). De modo similar, o aquecimento devido aos gamas é proporcional ao fluxo de gamas secundários transportados desde a região da prévia interação do nêutron que os geraram. Isto também é calculado devido à interação de gamas com a matéria (por exemplo, pares elétron-pósitron e o recuo induzido pela captura fotoelétrica).

O aquecimento, entretanto, é geralmente descrito pelos fatores de KERMA (*Kinetic Energy Release in Materials*) $k_{ij}(E)$ definidos de modo que a taxa de aquecimento em uma mistura seja dada por :

$$H(E) = \sum_i \sum_j \rho_i k_{ij}(E) \Phi(E) \quad , \quad (9)$$

onde ρ_i é a densidade do material i , $k_{ij}(E)$ é o fator de kerma para o material i e a reação j da partícula incidente com energia incidente E , e $\Phi(E)$ é o fluxo escalar de nêutrons ou gamas para energia E . O KERMA é usado exatamente como uma seção de choque microscópica de reação exceto que a unidade é energia x seção de choque (eV-barns para o HEATR). O método direto para computar o fator kerma é:

$$k_{ij}(E) = \sum_j \bar{E}_{ij}(E) \sigma_{ij}(E) \quad , \quad (10)$$

onde a soma é realizada sobre todos os produtos da reação incluindo o recuo do núcleo, e E_{ijl} é a energia cinética total carregada pela l ésima espécie da partícula secundária.

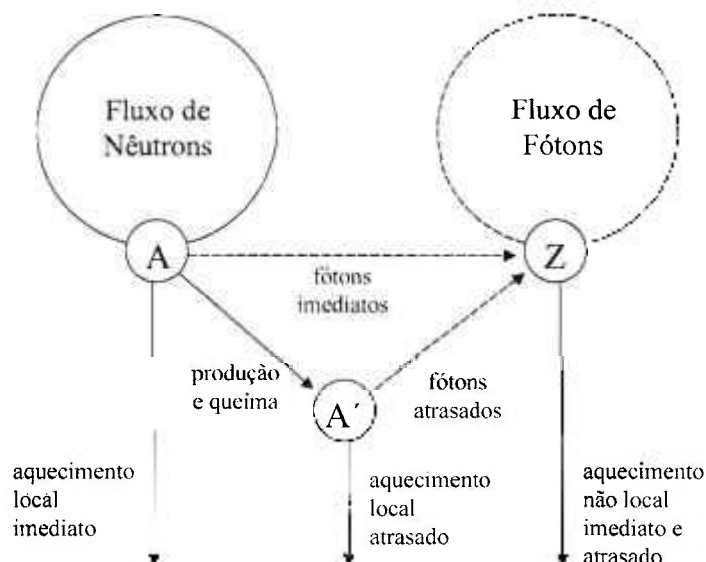


Figura 7.4. Componentes do aquecimento nuclear. O HEATR trata o aquecimento de nêutrons locais imediatos apenas

O sistema NJOY, através do módulo HEATR, calcula a maioria destes fatores de Kerma pelo “método de balanço de energia”. A energia atribuída aos nêutrons e gamas é simplesmente subtraída da energia disponível para obter a energia carregada pelas partículas carregadas:

$$k_{ij}(E) = (E + Q_{ij} - \bar{E}_{ijn} - \bar{E}_{ij\gamma}) \sigma_{ij}(E), \quad (11)$$

onde Q_{ij} é o valor da diferença de massa Q para a reação j , E_{ijn} é a energia total dos nêutrons secundários, incluindo a multiplicidade, e $E_{ij\gamma}$ é a energia dos gamas secundários, incluindo o rendimento fotônico. Entretanto, a energia disponível deve ser calculada com um Q efetivo dado por:

$$\bar{Q} = \frac{\sum_i \rho_i \sigma_i Q_i}{\sum_i \rho_i \sigma_i} \quad (12)$$

onde ρ_i é a fração atômica do isótopo i no elemento. Este número depende da energia e pode ser representado apenas aproximadamente pela constante Q disponível no ENDF/B.

Este método é bem apropriado para o uso da biblioteca ENDF/B, que contém dados espectrais para nêutrons e gamas, mas não o espectro das partículas necessário para o método direto. A desvantagem deste método é que o fator kerma às vezes depende da diferença de números grandes. Para se obter resultados precisos, cuidados extremos devem ser tomados para se garantir que o rendimento de fótons e nêutrons e as energias médias sejam consistentes.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 7.1. PRAEL, R. E. AND LICHTENSTEIN, H. *User guide to LCS: the LAHET Code System*. Los Alamos National Laboratory Report, 1989. (LA-UR-89-3014).
- 7.2. RADIATION SHIELDING INFORMATION CENTER. *HETC Monte Carlo High-Energy Nucleon-Meson Transport Code*, Oak Ridge National Laboratory Report, Aug. 1977. (CCC-178).
- 7.3. GROUP X-6. *MCNP – A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport*, Los Alamos National Laboratory Report, April. 1981. (LA-7396-M Revised).
- 7.4. BARISH, J. et. al. *HETFIS High-Energy Nucleon-Meson Transport Code with Fission*, Oak Ridge National Laboratory Report, 1981. (ORNL/TM-7882).
- 7.5. ATCHISON, F. Spallation and Fission in Heavy Metal Nuclei under Medium Energy Proton Bombardment, In: TARGETS FOR NEUTRON BEAM SPALLATION SOURCES, Jül-Conf-34, Kernforschungsanlage Jülich GmbH, 1980.
- 7.6. DRESNER, L. *EVAP – A Fortran Program for Calculating the Evaporation of Various Particles from Excited Compound Nuclei*, Oak Ridge National Laboratory Report, 1962. (ORNL-TM-196).
- 7.7. BERTINI, H. W. *Phys. Rev.* v.188, p. 1711, 1969.
- 7.8. YARIV, Y. AND FRAENKEL. Z., *Phys. Rev. C*, v. 20, p. 2227, 1979.
- 7.9. YARIV, Y. AND FRAENKEL. Z., *Phys. Rev. C*, v.24, p. 488, 1981.
- 7.10. CLOVER, M. R., DEVRIES, R. M., DIGIACOMO, N. J. AND YARIV, Y. *Phys. Rev. C*, v. 26, p. 2138, 1982.
- 7.11. CHEN, K. et al. *Phys. Rev.*, v. 166, p. 949, 1968.
- 7.12. BRENNER, D. J., PRAEL, R. E., DICELLO, J. F. AND ZAIDER, M. Improved Calculations of Energy Deposition from Fast Neutrons. In: FOURTH SYMPOSIUM ON NEUTRON DOSIMETRY / EUR-7448, 1981, Munich-Neuherberg.
- 7.13. PRAEL, R. E. AND BOZOIAN M. *Adaptation of the Multistage Preequilibrium Model for the Monte Carlo Method (I)*, Los Alamos National Laboratory Report, Sept. 1988. (LA-UR-88-3238).
- 7.14. BRIESMEISTER, JUDITH F. (editor). *MCNP – A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport*. Los Alamos National Laboratory Report, Sept. 1986. (LA-7396-M Revision 2).

7.15. EL-WAKIL, M. M. *Nuclear Heat Transport*, International Textbook Company, 1971.

8. VALIDAÇÃO DA METODOLOGIA DE CÁLCULO - BENCHMARKS

A realização de “benchmarks” é uma etapa importante do trabalho pois é a única maneira de avaliarmos com qualidade e segurança os dados nucleares utilizados em nossos cálculos, ou seja, nossas bibliotecas nucleares. Para tal, modela-se e simula-se experimentos reais e compara-se os resultados da simulação com os dados experimentais. No nosso caso, os dados nucleares que foram muito pouco utilizados, e portanto pouco testados são referentes à dois elementos: ^{233}U e ^{232}Th .

Entre as várias categorias de problemas existentes para se qualificar as bibliotecas de dados nucleares, podemos destacar três que se encaixam no nosso trabalho: 1) geração da fonte de nêutrons e/ou gamas, 2) problemas de fonte fixa e 3) cálculo da criticalidade. As duas primeiras categorias serão exploradas no item 8.3. ADS.

Os experimentos em reatores nucleares envolvendo estes dois elementos (^{233}U e ^{232}Th) não são comuns, existindo muito poucas opções na literatura. Para a verificação dos dados do ^{232}Th simulamos o experimento THOR, e para os dados do ^{233}U simulamos os experimentos JEZEBEL e JEZEBEL23. Ambos serão descritos a seguir.

8.1. THOR

O experimento THOR [8.1] consiste de uma esfera de Plutônio (5,1% ^{240}Pu) metálica centrada em um cilindro eqüilateral (53,3cm) de Tório metálico. O modelo esférico equivalente é um núcleo de raio 5,310 cm centrado em outra esfera refletora de raio interno 5,310 cm e raio externo de 29,88 cm, com a seguinte composição mostrada na Tabela 8.1:

Tabela 8.1. Composição do experimento THOR

<i>Isótopo</i>	<i>Núcleo</i>	<i>Refletor</i>
Pu239 átomos/b-cm	0,03618	--
Pu240 átomos /b-cm	0,00194	--
Ga átomos /b-cm	0,00133	--
Th232 átomos /b-cm	--	0,03005

Os resultados experimentais e os calculados são mostrados na Tabela 8.2:

Tabela 8.2. Resultados experimentais e calculados relativos ao experimento THOR

<i>Grandeza medida</i>	<i>Resultado experimental</i>	<i>Resultado Calculado^(a)</i>
Fator de multiplicação – k_{eff}	$1,00 \pm 0,001$	$0,9960 \pm 0,0030$
$\sigma_f(\text{Th232})/\sigma_f(\text{U238})$	$0,26 \pm 0,01$	$0,2500 \pm 0,0040$
$\sigma_{n,\gamma}(\text{Th232})/\sigma_{n,\gamma}(\text{U238})$	$1,20 \pm 0,06$	$1,2900 \pm 0,0004$
$\sigma_{n,2n}(\text{Th232})/\sigma_{n,2n}(\text{U238})$	$1,04 \pm 0,03$	$1,0900 \pm 0,0040$

(^a) dados obtidos com a biblioteca ENDF-B/VI

8.2. JEZEBEL

O experimento JEZEBEL [8.1] tem várias configurações. As configurações calculadas neste estudo foram a 11, 21, 22, 31, 32 e 61 e também o experimento JEZEBEL-23. O experimento JEZEBEL-23 consiste de uma esfera de Urânio (98,13 % ²³³U) metálico, e foi especificamente idealizado e realizado para testar as seções de choque de fissão do ²³³U. A região única, geometria e composição uniforme facilitam a simulação.

O modelo esférico homogêneo tem um núcleo de raio 5,983 cm e a seguinte composição mostrada na Tabela 8.3:

Tabela 8.3: Composição do experimento JEZEBEL-23

<i>Isótopo</i>	<i>Densidade (átomos/b-cm)</i>
U233	0,04671
U234	0,00059
U235	0,00001
U238	0,00029

A descrição dos casos 11 ao 61 é mostrada na Tabela 8.4:

Tabela 8.4. Descrição das configurações do experimento JEZEBEL

	Descrição	Núcleo		Refletor	
		Isótopo	átom/barn.cm	Isótopo	átom/barn.cm
Caso 11	Esfera de U233 de massa 16535g e $\rho=18,424\text{g/cm}^3$ de raio 5,9838cm	U233 U234 U235 U238	$4,6712 \times 10^{-2}$ $5,9026 \times 10^{-4}$ $1,4281 \times 10^{-5}$ $2,8561 \times 10^{-4}$	-- -- -- --	-- -- -- --
Caso 21	Esfera de U233 de massa 10012g e $\rho=18,62\text{g/cm}^3$ de raio 5,0444cm cercada por uma esfera refletora de U altamente enriquecido de raio 6,2661cm	U233 U234 U238	$4,7253 \times 10^{-2}$ $5,2705 \times 10^{-4}$ $3,2975 \times 10^{-4}$	U235 U238	$4,4829 \times 10^{-2}$ $3,2340 \times 10^{-3}$
Caso 22	Esfera de U233 de massa 7601g e $\rho=18,644\text{g/cm}^3$ de raio 4,5999cm cercada por uma esfera refletora de U altamente enriquecido de raio 6,5887cm	U233 U234 U238	$4,7212 \times 10^{-2}$ $5,2770 \times 10^{-4}$ $3,3015 \times 10^{-4}$	U235 U238	$4,4829 \times 10^{-2}$ $3,2340 \times 10^{-3}$
Caso 31	Esfera de U233 de massa 10012g e $\rho=18,62\text{g/cm}^3$ de raio 5,0444cm cercada por uma esfera refletora de U normal de raio 7,3456cm	U233 U234 U238	$4,7253 \times 10^{-2}$ $5,2705 \times 10^{-4}$ $3,2975 \times 10^{-4}$	U235 U238	$3,4902 \times 10^{-4}$ $4,7518 \times 10^{-2}$
Caso 32	Esfera de U233 de massa 7601g e $\rho=18,644\text{g/cm}^3$ de raio 4,5999cm cercada por uma esfera refletora de U normal de raio 9,9085cm	U233 U234 U238	$4,7212 \times 10^{-2}$ $5,2770 \times 10^{-4}$ $3,3015 \times 10^{-4}$	U235 U238	$3,4902 \times 10^{-4}$ $4,7518 \times 10^{-2}$
Caso 61	Esfera de U233 de massa 5740g e $\rho=18,42\text{g/cm}^3$ de raio 4,2058cm cercada por uma esfera refletora de U normal de raio 24,1194cm	U233 U234 U235 U238	$4,6710 \times 10^{-2}$ $5,8772 \times 10^{-4}$ $1,4158 \times 10^{-5}$ $2,7959 \times 10^{-4}$	U235 U238	$3,5050 \times 10^{-4}$ $4,7719 \times 10^{-2}$

Tabela 8.5. Resultados experimentais e calculados relativos ao experimento JEZEBEL

Experimento	Grandeza	Resultado Experimental	Resultado Calculado ^(b)
JEZEBEL23	k_{eff}	1,000 +/- 0,001	0,99450 +/- 0,0006
Caso 11	k_{eff}	1,000 +/- 0,001	0,99326 +/- 0,0004
Caso 21	k_{eff}	1,000 +/- 0,001	0,99536 +/- 0,0004
Caso 22	k_{eff}	1,000 +/- 0,0011	0,99757 +/- 0,0004
Caso 31	k_{eff}	1,000 +/- 0,001	0,99654 +/- 0,0004
Caso 32	k_{eff}	1,000 +/- 0,001	0,99771 +/- 0,0004
Caso 61	k_{eff}	1,000 +/- 0,0014	1,00134 +/- 0,0004

^(b) dados obtidos com a biblioteca ENDF-B/VI

Embora sistemas críticos contendo ^{232}Th e ^{233}U sejam muito pouco estudados, os resultados obtidos na análise dos experimentos THOR e JEZEBEL-23 demonstraram uma boa concordância, sendo o maior desvio no k_{eff} de aproximadamente 800 pcm. As taxas de reação no caso do THOR também demonstraram muito boa concordância. Dessa forma será assumida uma incerteza de 1% no k_{eff} , ou seja, 1000 pcm.

8.3. ADS

Em relação aos experimentos com fonte fixa, as dificuldades são ainda maiores. Não encontramos um experimento sequer com o sistema completo (acelerador + fonte de nêutrons + meio multiplicativo) para que pudéssemos obter dados experimentais. Os experimentos que estão em andamento como o MUSE [8.2], COSY [8.3] e o do CERN [8.4, 8.5], não nos fornecem os dados necessários para a realização de *benchmarks*. Com isto, a única opção que nos restou foi comparar os dados publicados por Rubbia e o Amplificador de Energia [8.6].

8.3.1. MODELAGEM E COMPARAÇÃO COM O “AE”

Os cálculos descritos neste item têm dois objetivos principais. Primeiro, testar as bibliotecas de dados nucleares, e segundo, entender o funcionamento e tornar o sistema LCS operacional. Para tal, reproduziu-se vários estudos relativos à concepção de Rubbia, calculando-se algumas grandezas principais e comparando-as com os resultados

publicados. Os resultados obtidos nesta primeira análise mostram uma concordância excelente, com valores muito próximos, como mostra a Tabela 8.6. A análise do feixe de prótons com várias energias e a multiplicidade de nêutrons correspondente é mostrada na Tabela 8.7.

Tabela 8.6. Comparação dos resultados de parâmetro de configuração do AE calculados com FLUKA e LCS.

	FLUKA	LCS
Potência térmica gerada por unidade	1500 MW	1576 MW
k subcrítico efetivo	0,98	0,967
Potência específica	52,8 W/g	53 W/g
Densidade de potência	523 W/cm ³	527 W/cm ³
N₂₃₃ / N₂₃₂	0,105	0,107
Temperatura máxima do encamisamento	707 °C (Pb)	706 °C (Pb)

Tabela 8.7. Comparação entre resultados obtidos com o código FLUKA e LCS no estudo do feixe de prótons.

Energia do próton (MeV)	Multiplicidade n_0 , (n/p)		Rendimento Integrado S_0 , (n/seg.mA)	
	FLUKA	LCS	FLUKA	LCS
100	0,399	0,321	2,49E+15	2,00E+15
150	0,898	0,835	5,61E+15	5,21E+15
200	1,788	1,627	1,12E+16	1,02E+16
250	2,763	2,664	1,73E+16	1,66E+16
300	4,156	3,883	2,60E+16	2,42E+16
350	5,291	5,272	3,31E+16	3,29E+16
400	6,939	6,784	4,34E+16	4,23E+16
1000	----	28,76	----	1,79E+17

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 8.1. ENDF-202. Cross Section Evaluation Working Group Benchmark Specification. Brookhaven National Laboratory. (BNL-19302).
- 8.2. THE EUROPEAN TECHNICAL WORKING GROUP ON ADS. An European Roadmap for Developing Accelerator Driven Systems (ADS) for Nuclear Waste Incineration. 2001. (ISBN 88-8286-008-6).
- 8.3. Letourneau, A. et al. Neutron production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV protons. *Nucl. Instr. and Meth. B*, v. 170, p. 299-322, 2000.
- 8.4. Carminati, F., Géles, C., Klapisch, R., Revol, J.P., Roche, Ch., Rubio, J. A. and Rubbia, C. *An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator*. European Organization for Nuclear Research Technical Report, 1993. (CERN/AT/93-47(ET)).
- 8.5. Andriamonje, S. et al. Experimental determination of the energy generated in nuclear cascades by a high energy beam. *Physics Letters, B* v. 348, p. 697-709, 1995.
- 8.6. Rubbia, C.; Rubio, J. A.; Buorno, S.; Carminati, F.; Fiétier, N.; Galvez, J.; Gelès, C.; Kadi, Y.; Klapisch, R.; Mandrillon, P.; Revol, J. P. and Ch. Roche. *Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier*. European Organization for Nuclear Research, 1995. (CERN/AT/95-44(ET)).

9. ANÁLISE DA CONCEPÇÃO ALTERNATIVA

Na primeira parte deste capítulo descreve-se a análise realizada para definir-se a região de espalação (diâmetro e comprimento do alvo). A seguir define-se a geometria do núcleo do reator, iniciando-se com o elemento combustível até o arranjo final com o número de elementos combustíveis e número de fontes de espalação, como também o posicionamento da janela do acelerador em relação a altura da vareta combustível. O próximo item descrito é o fator de multiplicação, levando-se em conta o efeito protactínio. A seguir o estudo da potência do reator em função da geometria do núcleo, quantidade de combustível e características do acelerador, bem como sua distribuição radial e axial, são estudadas. Finalmente, o cálculo das temperaturas e uma estimativa dos custos são apresentadas.

9.1. DEFINIÇÃO DA REGIÃO DE ESPALAÇÃO

A fonte de nêutrons dos reatores híbridos é gerada a partir da reação de espalação entre partículas energéticas e um alvo. As características deste alvo (como dimensões, posição e composição) em conjunto com as características do feixe de partículas incidentes (como o tipo de partícula, energia e corrente) irão determinar a qualidade da fonte de nêutrons. Em função destas características da fonte determina-se suas possíveis aplicações (produção de energia, transmutação, produção de radioisótopos, nêutron-terapia, etc). Portanto, é muito importante a adequação desta fonte para a nossa aplicação. Neste capítulo definiu-se a geometria e as dimensões mais apropriadas da região de espalação, bem como a posição relativa da janela do acelerador em relação a altura da região de espalação.

A geometria do alvo de espalação foi escolhida a partir de experimentos realizados para o estudo do fenômeno de espalação [9.1, 9.3] e definiu-se um cilindro como alvo. A modelagem do alvo foi efetuada utilizando-se o programa LAHET. Para determinar-se as dimensões da região de espalação, realizou-se um estudo da variação do número de nêutrons gerados na região alvo em função de seu comprimento e diâmetro. Nas Figuras 9.1 e 9.2 nota-se uma saturação de nêutrons a partir de um dado diâmetro e comprimento, indicando assim uma dimensão ótima.

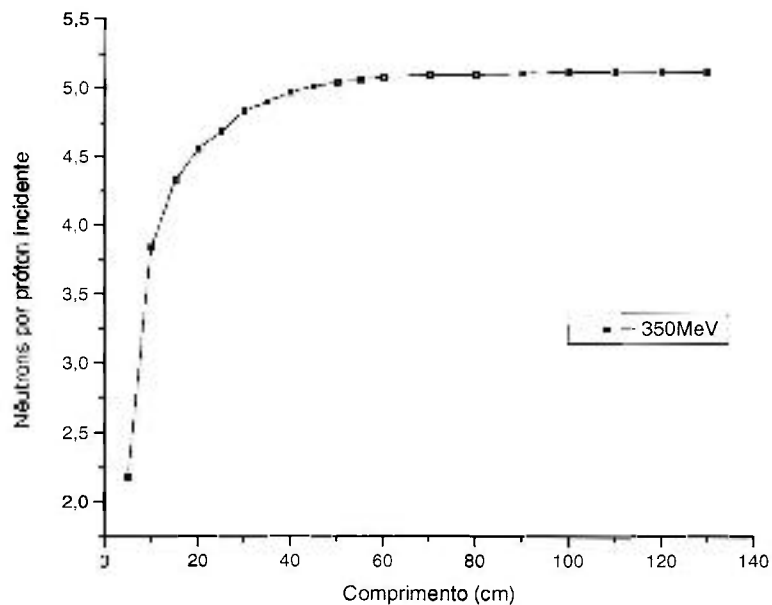


Figura 9.1. Número de nêutrons gerados em função do comprimento do alvo ($E_p = 350$ MeV, alvo = Pb e $r = 35$ cm). Este comportamento se mantém constante para várias energias ($E_p > 350$ MeV) e até acima de 1 GeV [9.2].

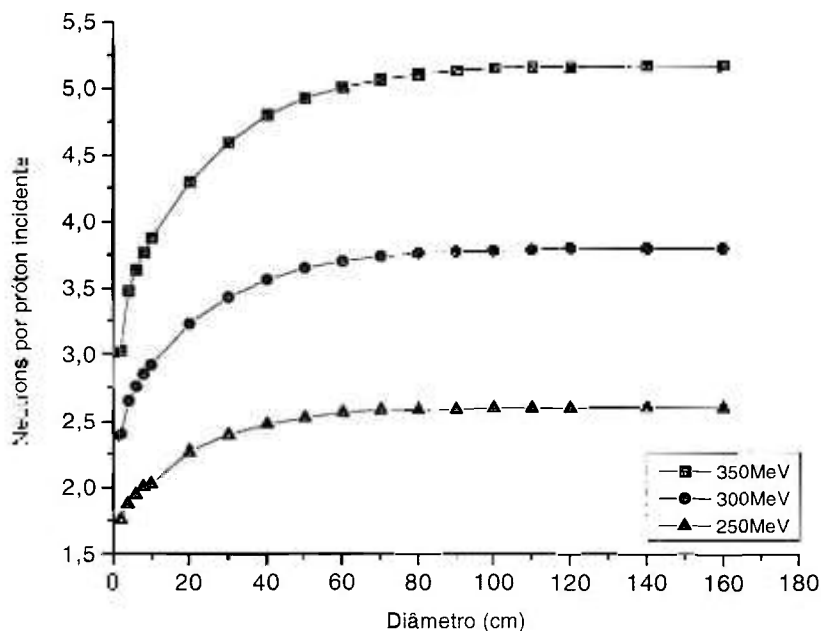


Figura 9.2. Número de nêutrons gerados em função do diâmetro do alvo ($E_p = 250, 300, 350$ MeV, alvo = Pb e $h = 80$ cm). Este comportamento se mantém constante para várias energias ($E_p > 350$ MeV) e até acima de 1 GeV [9.2].

A partir dos resultados obtidos, definiu-se a dimensão do alvo de chumbo que será utilizado na proposta aqui apresentada. Nos gráficos acima, nota-se que a saturação que ocorre independe da energia do próton, com isso o alvo escolhido foi um cilindro de 62 cm de diâmetro e 150 cm de comprimento.

9.2. DEFINIÇÃO DA GEOMETRIA

A proposta aqui apresentada se baseia no conceito do Amplificador de Energia de C. Rubbia, e portanto algumas das características do reator por ele proposto estarão também presentes aqui.

Uma das alterações referentes à geometria do núcleo é a forma do elemento combustível. Na proposta do AE, os elementos são hexagonais e as varetas combustíveis estão dispostas em um arranjo também hexagonal dentro do elemento, com chumbo líquido circulando entre os elementos e varetas. Na proposta aqui apresentada, o chumbo entre os elementos será mantido sólido e gás Hélio circulará entre as varetas. Para tal, a solução adotada foi a utilização de elementos cilíndricos, permitindo assim a instalação de canais refrigerantes de Hélio entre os elementos para a refrigeração do Chumbo, e assim mantendo-o sólido. A região interna do elemento combustível não tem comunicação com a região externa do elemento, o que é diferente no AE, onde o mesmo chumbo circula entre os elementos e varetas combustíveis. Internamente ao elemento combustível existe Hélio circulando a alta pressão para a retirada do calor gerado. O diâmetro interno de cada cilindro é de 22,00 cm. Escolheu-se utilizar as mesmas varetas combustíveis propostas por Rubbia no AE.

O arranjo dos elementos combustíveis é de forma hexagonal, onde cada elemento contém 313 varetas combustíveis, cada uma com 150,00 cm de altura. O volume interno da cada vareta é de $66,2679 \text{ cm}^3$ contendo $0,1 \text{ }^{233}\text{UO}_2 + \text{}^{232}\text{ThO}_2$ como combustível. Todo o núcleo está inserido em um cilindro de raio 300 cm de chumbo como visto na Figura 9.8. Foram idealizadas basicamente cinco geometrias compostas de 1, 2, 3, 4 e 5 fontes de espalação fixas, ou distribuídas de maneira adequada ao longo do núcleo. Elas estão divididas em três partes: 1. Região de espalação, 2. “Inner core” e 3. “breeder”. O número de elementos combustíveis varia dependendo do número de regiões de espalação. Para cada região de espalação, é necessário a retirada de sete elementos combustíveis. As posições relativas a cada geometria, em função do número de regiões de espalação, estão representadas nas Figuras 9.3 até 9.8.

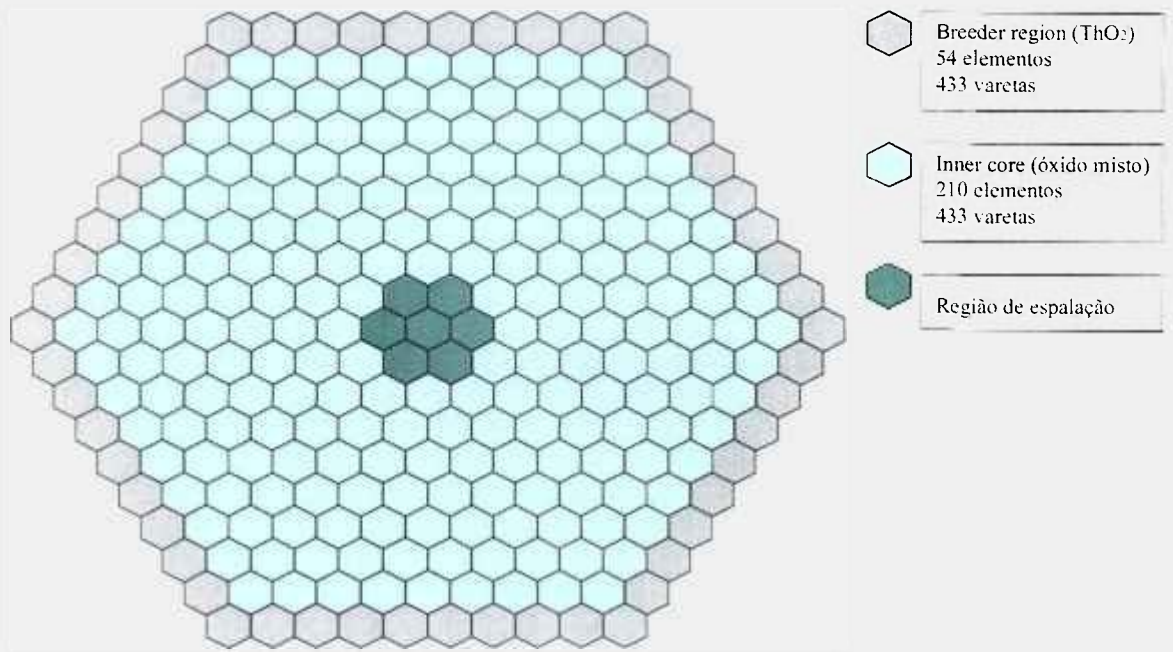


Figura 9.3. Concepção dos elementos combustíveis do núcleo do reator, arranjo hexagonal e uma região de espalação

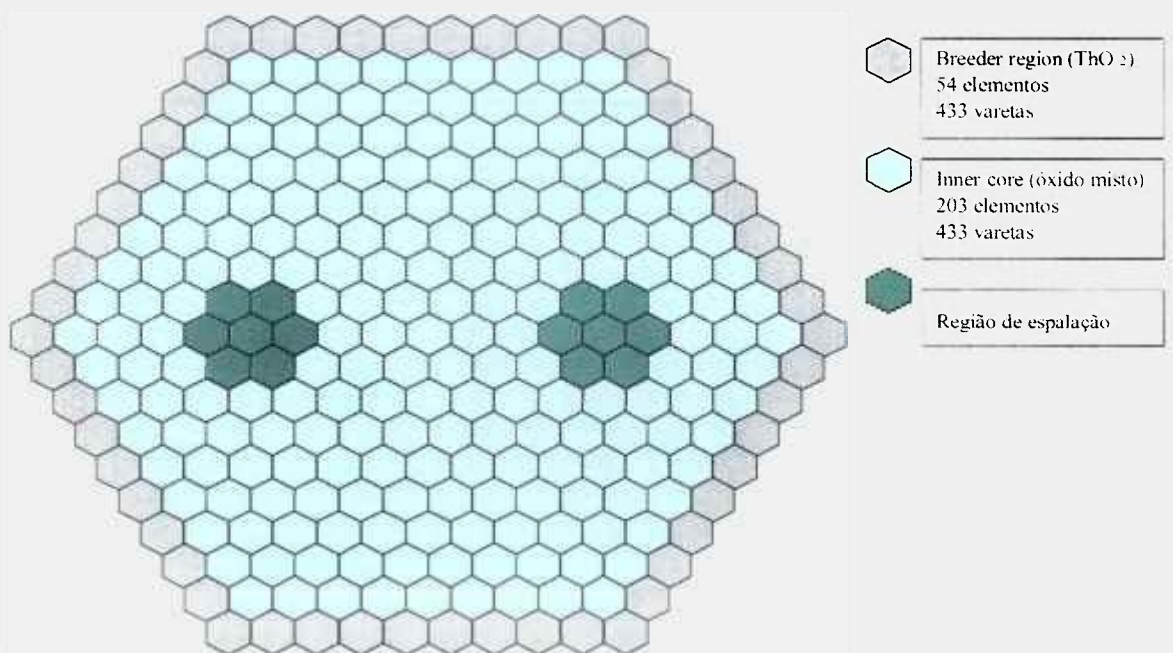


Figura 9.4. Concepção dos elementos combustíveis do núcleo do reator, arranjo hexagonal e duas regiões de espalação

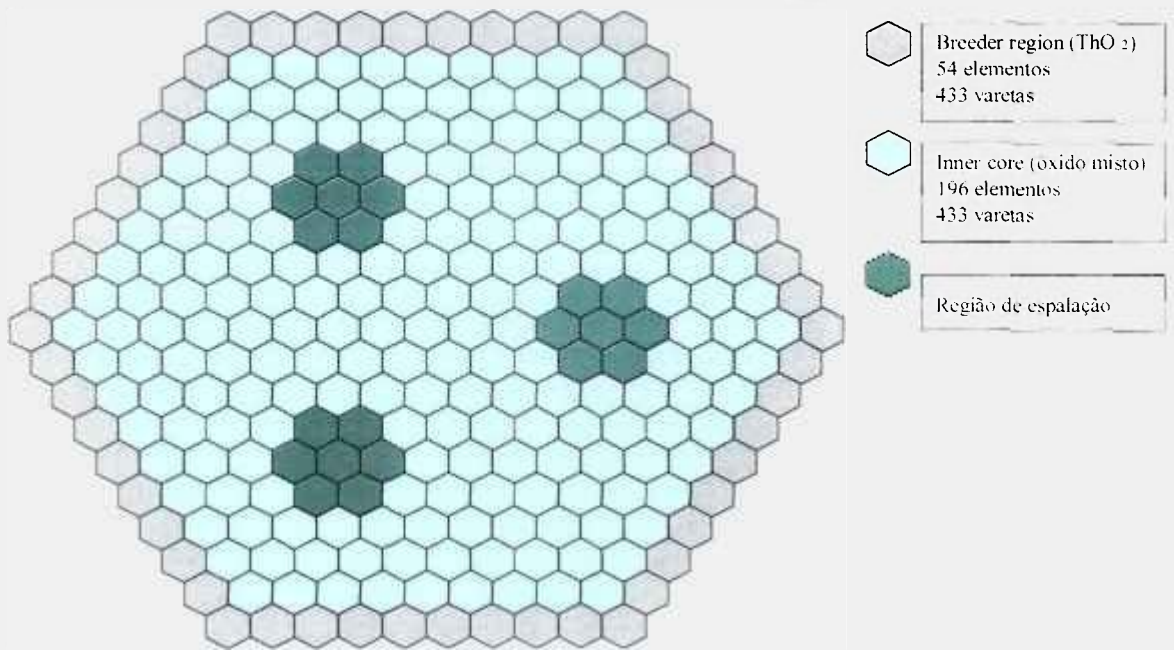


Figura 9.5. Concepção dos elementos combustíveis do núcleo do reator, arranjo hexagonal e três regiões de espalação

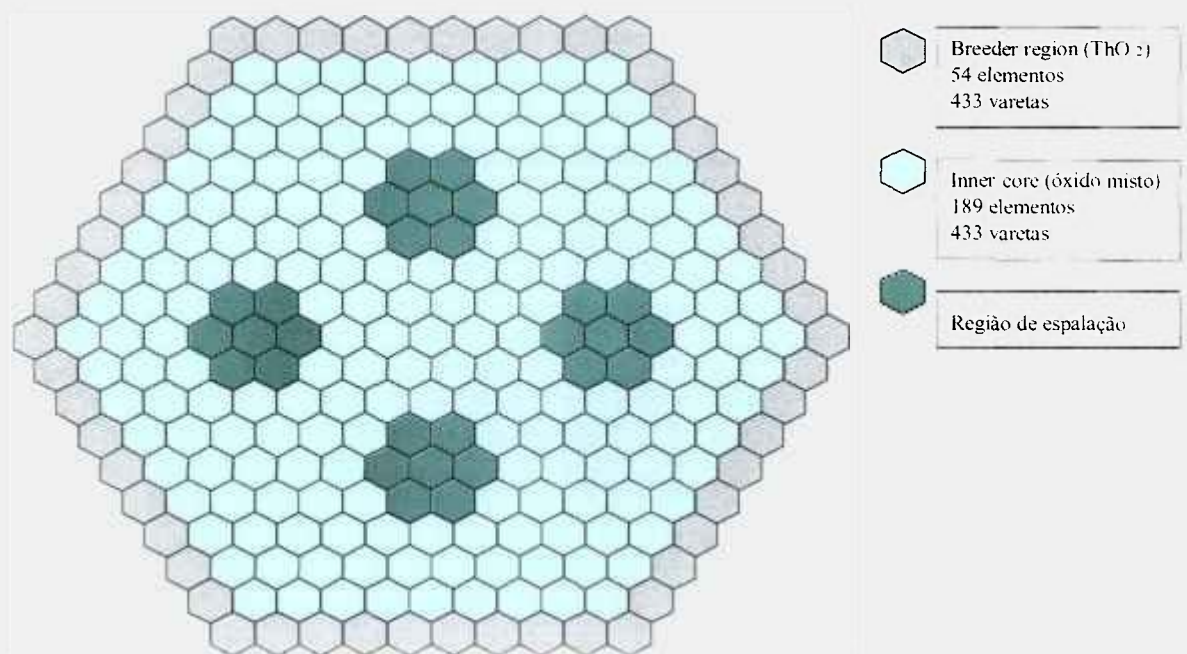


Figura 9.6. Concepção dos elementos combustíveis do núcleo do reator, arranjo hexagonal e quatro regiões de espalação.

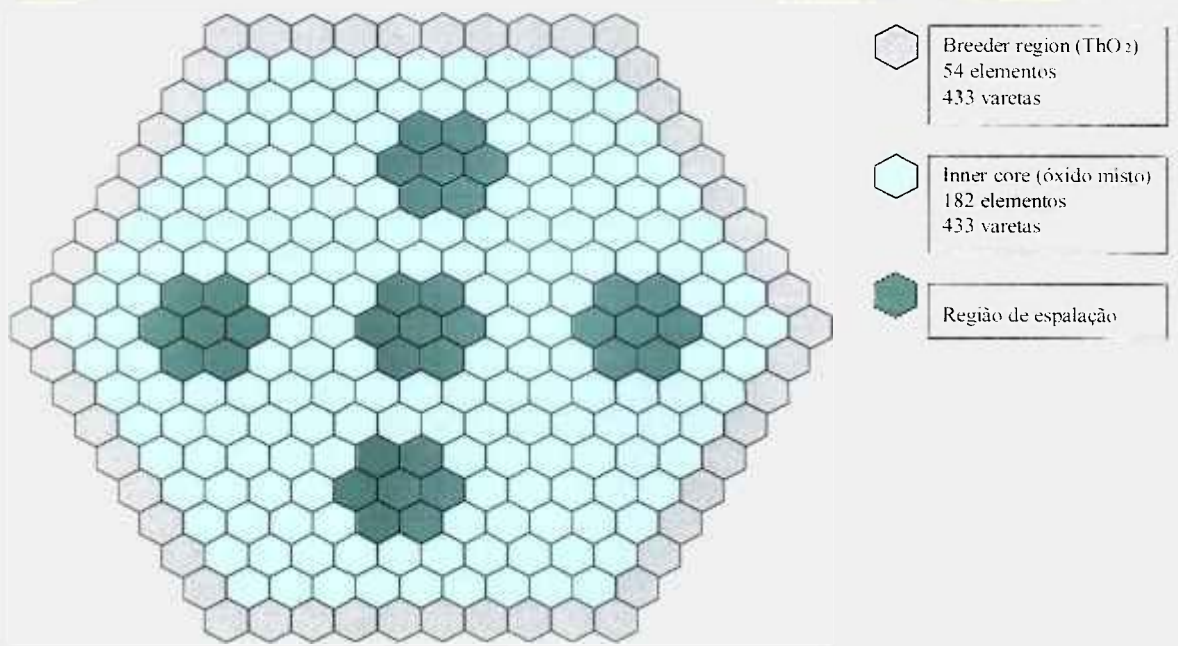


Figura 9.7. Concepção dos elementos combustíveis do núcleo do reator, arranjo hexagonal e cinco regiões de espalação.

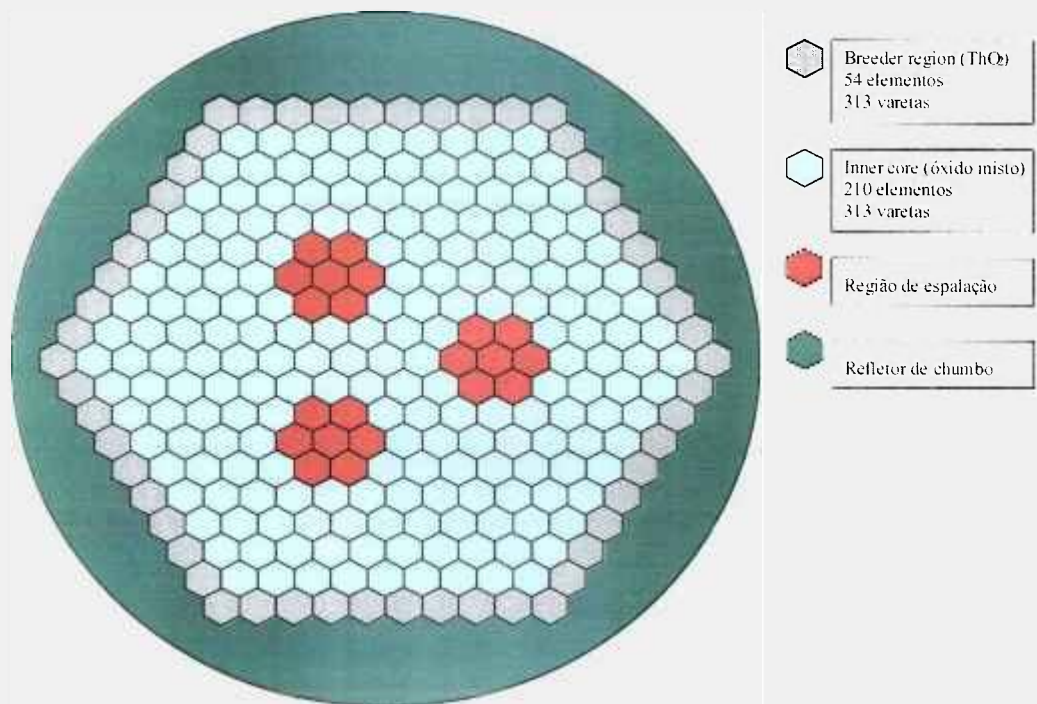


Figura 9.8. Concepção do núcleo do reator, arranjo hexagonal, três regiões de espalação e o refletor de chumbo

9.3. FATOR DE MULTIPLICAÇÃO

O fator de multiplicação (k_{eff}) varia de acordo com a geometria empregada devido a vários fatores. Entre os fatores responsáveis por esta variação estão a quantidade de material fissil e a posição relativa deste material no núcleo. Realizou-se uma série de estudos para avaliar sua variação em diferentes geometrias. A imprecisão nos dados nucleares e utilização dos códigos de Monte Carlo, têm associada uma imprecisão de 1% (1000 pcm) no cálculo do k_{eff} . Este fator em conjunto com o Efeito Protactínio estabeleceu-se um valor seguro de referência para a reatividade que é por volta de 0,97.

Nos estudos realizados, o fator de multiplicação obtido foi de 0,937. Este valor é muito baixo para nossa proposta devido ao fato de que as varetas combustíveis tinham uma altura de 150 cm e os elementos combustíveis tinham um diâmetro suficiente para acomodar 313 varetas combustíveis. Estes valores foram alterados como descrito a seguir. O valor desejado é o mais próximo possível de 0,97 para obter-se a multiplicação máxima dos nêutrons sem a necessidade de barras de controle [9.4]. Para elevar-se o fator de multiplicação, escolheu-se aumentar a quantidade de material fissil do núcleo através do aumento da massa de combustível. Esta foi a opção adotada pois assim se mantém a proporção U^{233} e Th^{232} inalterada. Para isso aumentou-se o diâmetro do elemento combustível de 22,00 cm para 25,60 cm (aumentando assim o número de varetas por elemento de 313 para 433) e a altura das varetas combustíveis de 150,00 cm (iguais às da concepção do Rubbia) para 200,00 cm (nossa proposta alternativa), como representado na Figura 9.9. A quantidade de combustível relativa a cada configuração, efetuadas estas alterações, é mostrada na Tabela 9.1. Após as alterações descritas, obteve-se um fator de multiplicação da ordem de 0,97 como é descrito a seguir.

A Tabela 9.1 mostra a quantidade de combustível para cada uma das concepções descritas.

Tabela 9.1: Descrição do núcleo para diferentes configurações.

<i>N^o de fontes de espalação</i>	<i>Tipo de combustível</i>	<i>Número de Elementos</i>	<i>Massa de combustível (ton.)</i>
1	Óxido misto	210	80,42
	Óxido de Tório	54	20,68
2	Óxido misto	203	77,74
	Óxido de Tório	54	20,68
3	Óxido misto	196	75,06
	Óxido de Tório	54	20,68
4	Óxido misto	189	72,38
	Óxido de Tório	54	20,68
5	Óxido misto	182	69,70
	Óxido de Tório	54	20,68

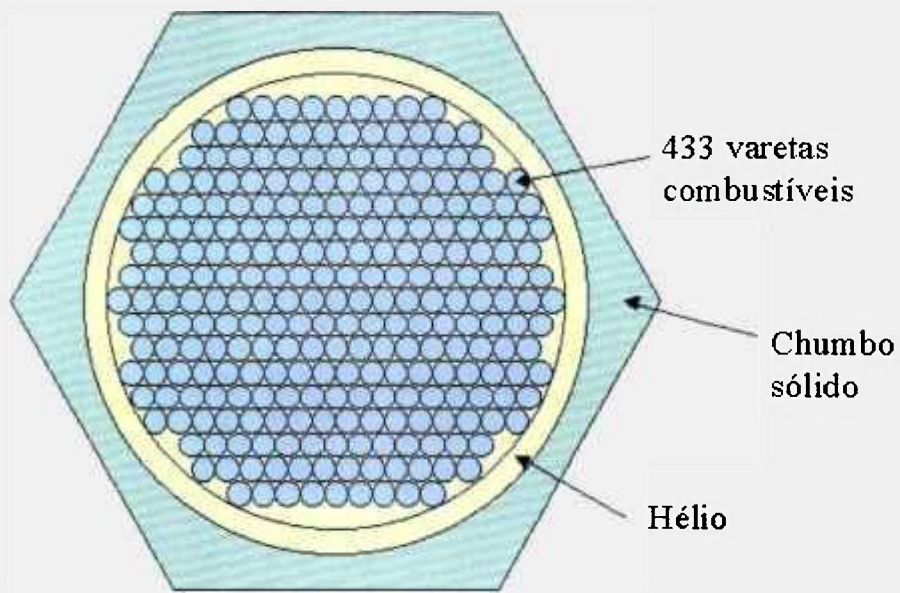


Figura 9.9. Representação de um elemento combustível cilíndrico com uma distribuição hexagonal das varetas de combustível

Num primeiro estudo, analisou-se a variação do fator de multiplicação em função do número de fontes de espalação, como mostra a Figura 9.10.

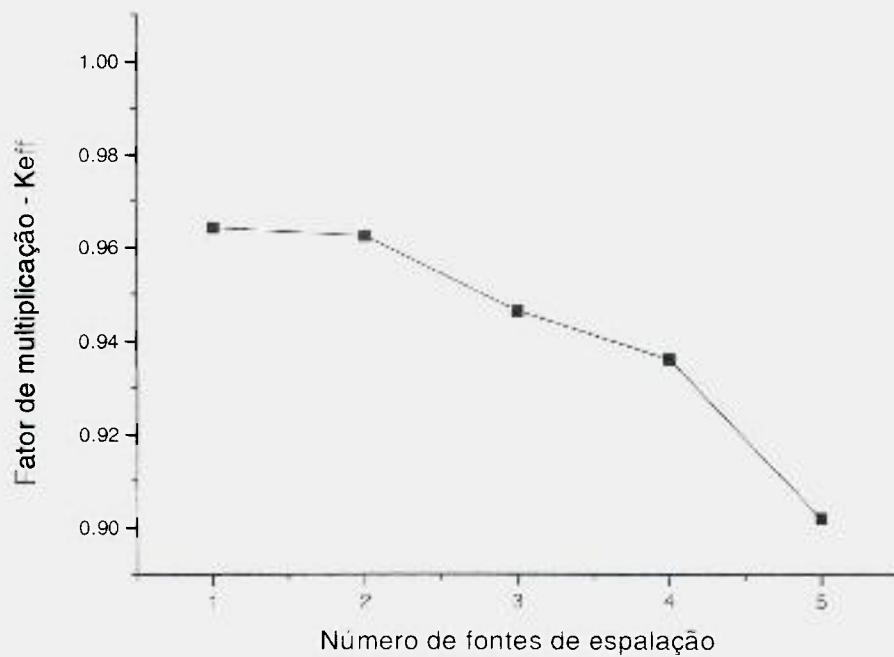


Figura 9.10. Variação do k_{eff} em função do número de regiões (fontes) de espalação (tempo total de processamento: 3655 min (2,54 dias)).

Nota-se que o fator de multiplicação diminui a medida em que se aumenta o número de fontes de espalação. Isto se deve ao fato de se retirar combustível à medida que se coloca chumbo em seu lugar. Estudou-se também a variação deste fator em função da posição da fonte de espalação ao longo do raio do núcleo e do número de fontes. Para as configurações com 1 e 3 regiões de espalação, estas foram deslocadas do centro para a borda do reator, simetricamente, como mostra a Figura 9.11.

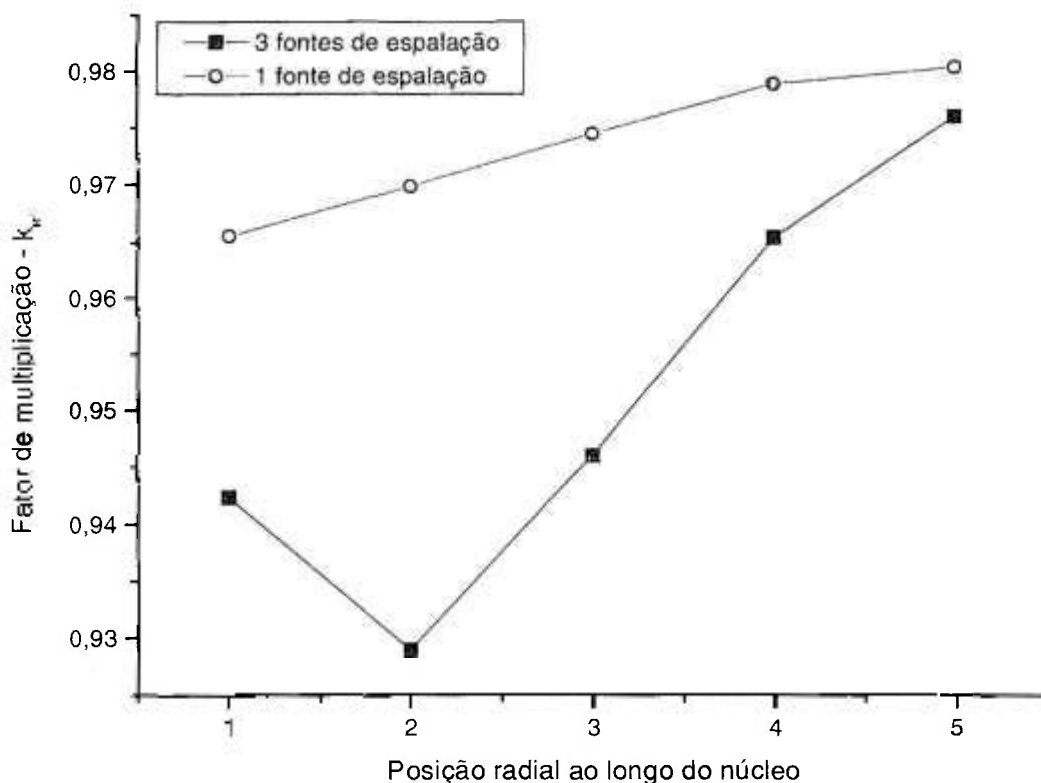


Figura 9.11. Variação do fator de multiplicação (k_{eff}) em função da posição da fonte de espalação ao longo do raio do núcleo, para 1 e 3 fontes. Desde a posição um (1) até a borda (5) (tempo total de processamento: 5304 min (3,68 dias)).

Na configuração com uma fonte de espalação central o fator de multiplicação aumenta a medida em que se desloca a região de espalação do centro para a borda. Isto se deve ao fato de que conforme se desloca a fonte, mais combustível se coloca na região central, que é a região do núcleo que mais influencia o fator de multiplicação. Na configuração com três fontes, o fator de multiplicação diminui conforme as fontes se afastam do centro até a posição 2. A seguir, o fator de multiplicação aumenta de valor até a posição 5. Neste caso, nas posições 1 e 2, o fato de se substituir 21 elementos combustíveis

por chumbo (as três regiões de espalação) influencia mais do que os poucos elementos acrescentados no centro. A partir da posição 3, a massa de combustível na região central começa a ser predominante na multiplicação. Destes resultados, as configurações mais apropriadas são: 1 fonte central na posição 2 (o que é inviável devido ao fator de pico da ordem de 7, como veremos mais adiante), com um $k_{\text{eff}} \sim 0,969$ ou 3 fontes na posição 4, com um $k_{\text{eff}} \sim 0,9653$.

9.4. POSICIONAMENTO DA JANELA DO ACELERADOR

Uma vez definidos a região de espalação, a forma e as dimensões do elemento combustível, a altura e o número de varetas combustíveis por elemento, deve-se definir a posição axial da janela do acelerador, como ilustrado na Figura 9.12.

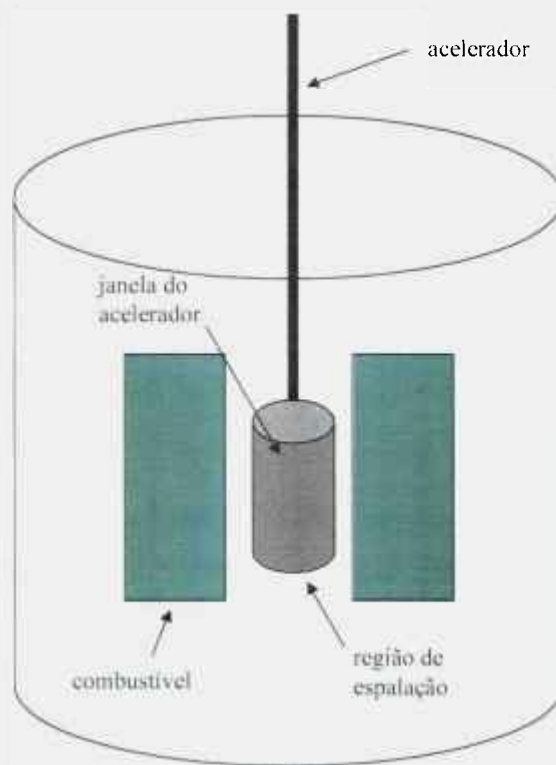


Figura 9.12. Representação esquemática do acelerador e a região de espalação (alvo) composta de chumbo líquido.

Os nêutrons oriundos do processo de espalação são gerados numa região extensa e de maneira axialmente assimétrica, como visto na Figura 9.13. Dessa forma, o posicionamento da janela do acelerador; onde originam-se os prótons, é de extrema importância para obter-se uma geração de potência otimizada. Para a determinação deste posicionamento foram efetuadas várias simulações com o MCNP-4C, variando-se a posição axial da janela do acelerador. Para cada simulação foi obtido o número de fissões médio por vareta e por próton incidente; grandeza essa proporcional a potência total gerada. Os resultados são mostrados na Figura 9.14. Observa-se que há um máximo na curva, e a posição axial referente a este máximo (80 cm) foi escolhida para o posicionamento do acelerador e todos os cálculos.

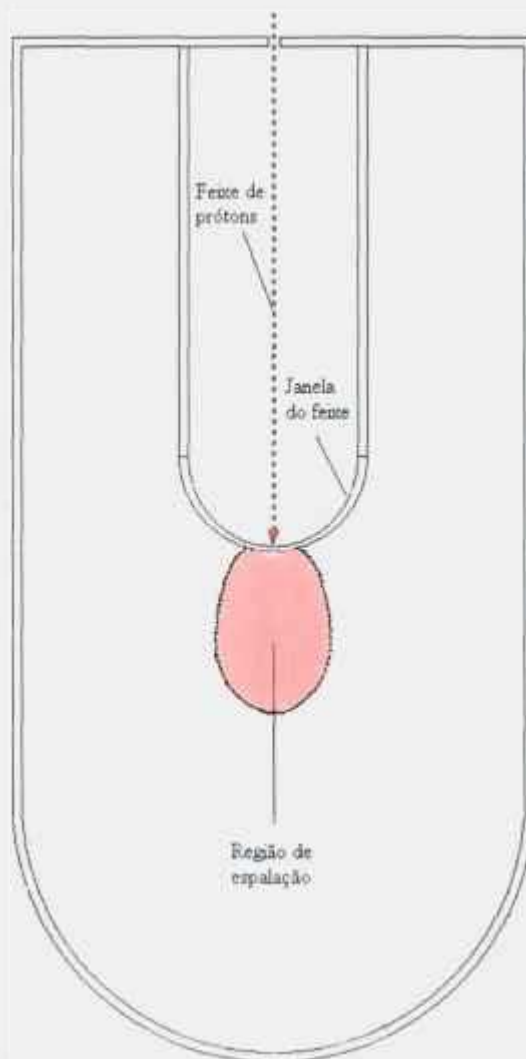


Figura 9.13. Representação espacial da região de espalação.

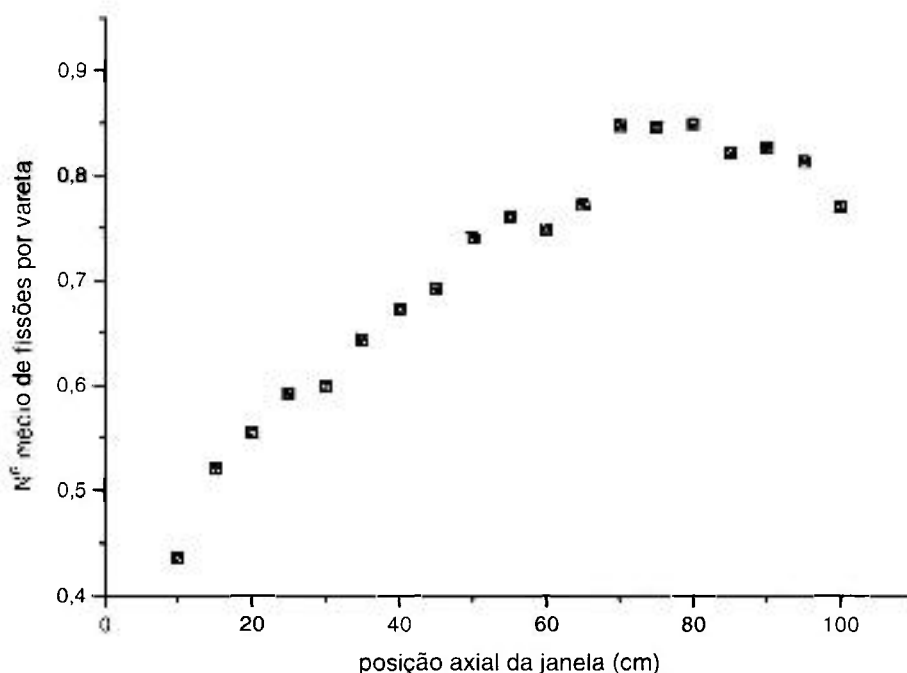


Figura 9.14. Potência do reator em função da posição axial da janela do acelerador ($E_p=500$ MeV) (tempo total de processamento: 8949 min (6,22 dias)).

9.5. POTÊNCIA

A potência do reator está associada a alguns fatores como a geometria do núcleo, quantidade de combustível e características do acelerador, como corrente de operação e energia do próton. Outra característica importante é a distribuição da densidade de potência ao longo dos elementos do núcleo. O ideal é que esta distribuição seja a mais plana possível, fazendo com que o combustível seja consumido por igual. Para a análise da distribuição da densidade radial de potência a maneira de se verificar a homogeneidade da potência ao longo do raio do núcleo é através do fator de pico. O fator de pico é definido como a razão entre o valor máximo da potência em um ponto do reator e o valor médio da potência do núcleo. O estudo da potência tem como objetivo determinar uma configuração apropriada, em função do número e distribuição as fontes de espalação, assim como uma relação ideal entre corrente do acelerador (I_p) e energia do próton (E_p). Vale lembrar que por fonte de espalação, entende-se fonte de nêutrons.

Os dados de saída do programa MCNP-4C nos dão o número médio de fissões por vareta no elemento combustível por próton incidente. Este resultado está normalizado para a mistura $0,1 U^{233}O_2 + Th^{232}O_2$. Como não existe fissão no oxigênio, o número de átomos/cm³ será diferente, sendo apenas referente ao Urânio e ao Tório. Para isto basta multiplicar o resultado por 0,3334565. Multiplicando-se o este novo valor pelo número de varetas em um elemento combustível, obtém-se o número de fissões por próton incidente. O próximo passo então é normalizar este resultado pela corrente do acelerador, multiplicando o resultado por 6,242E15 prótons/seg (que corresponde a 1 mA), obtendo-se assim o número de fissões por segundo por miliampere. Finalmente multiplicando-se este novo valor pela energia liberada por fissão (3,2E-11 J) e por 1 mA, obtém-se a potência em Watts (Joule/seg.) por mA de corrente do acelerador.

Calculou-se a potência total do reator em função do número de fontes de espalação e também sua relação com a corrente do acelerador. Os cálculos foram feitos utilizando prótons com energia de 500 MeV. Uma dificuldade existente na comparação entre a potência nas várias configurações analisadas é o fato do k_{eff} não ser constante. Podemos corrigir parcialmente este aspecto definindo ΔI , a variação da amplificação como:

$$\Delta I = \frac{1 - k_{eff}}{1 - k_{effr}} \quad (13)$$

onde I é a amplificação, k_{eff} é o fator de multiplicação do caso em estudo e k_{effr} é o valor de k_{eff} referência, que é calculado com a fonte na região central. Multiplicando-se a potência por este fator, elimina-se parcialmente sua dependência com o k_{eff} . Este resultado é mostrado na Tabela 9.2.

Tabela 9.2. Variação do número de fissões em função do número (1, 2, 3, 4 e 5) de fontes de espalação. Os resultados não dependem do fator de multiplicação – k_{eff} .

<i>Número de fontes de espalação</i>	k_{eff}	<i>Potência (MWth/mA)</i>	<i>Potência corrigida por ΔI</i>
1	0,96410	44,08	44,08
2	0,96242	31,14	32,59
3	0,94632	21,61	32,32
4	0,93598	17,44	31,09
5	0,90197	10,82	29,55

A partir destes resultados, nota-se que as potências finais para os casos com 2, 3 e 4 fontes de espalação são muito próximas. A configuração com 3 fontes foi escolhida por apresentar algumas vantagens. Em relação ao caso de 4 fontes, 3 fontes apresenta uma potência maior, uma distribuição simétrica das fontes no núcleo e a utilização de um acelerador a menos (o que implica em menos gastos em manutenção e consumo elétrico, menor investimento inicial, etc). Em relação ao caso com 2 fontes, o principal fator diferencial é a distribuição simétrica das fontes desta configuração, tornando assim mais viável a homogeneização da distribuição radial da potência, representada por um fator de pico da ordem de 2.

Uma vez definido o número de fontes de espalação da nossa configuração, comparamos os resultados com a configuração com uma fonte central, nossa referência, que é a configuração do Amplificador de Energia.

9.5.1. UMA FONTE NO CENTRO

Várias alterações foram feitas para o estudo da distribuição radial de potência em um núcleo com uma fonte de espalação central. Variou-se a altura da vareta combustível, número de anéis de elementos combustíveis, diâmetro do elemento combustível, e conseqüentemente o número de varetas por elemento. Deve-se notar que para toda alteração de geometria, é necessário calcular novamente o fator de multiplicação. Para o caso de uma fonte central o núcleo é composto de 162 elementos combustíveis, cada

elemento composto de 433 varetas combustíveis. O núcleo é formado por 6 anéis de elementos, sendo o primeiro o mais próximo do centro - onde está a fonte de espalação - e o sexto o mais externo do núcleo. O elemento central e o primeiro anel compõem a região de espalação, que é a região central, ocupa uma área equivalente a 7 elementos combustíveis, portanto nos resultados estarão representados os anéis onde exista combustível. O número de elementos combustíveis por anel é mostrado na Tabela 9.3.

Tabela 9.3: Descrição do número de elementos combustíveis e sua composição para a geometria com uma fonte de espalação central.

Núcleo com uma região de espalação		
<i>Número do anel</i>	<i>Número de elementos</i>	<i>Composição</i>
Centro	7	Chumbo
1° anel	12	Óxido misto
2° anel	18	Óxido misto
3° anel	24	Óxido misto
4° anel	30	Óxido misto
5° anel	36	Óxido misto
6° anel	42	Óxido de Tório

No estudo das diversas configurações de geometria, variou-se o número de elementos combustíveis, variando-se assim o raio do núcleo e a massa de combustível. A massa de combustível desta configuração e o raio do núcleo é mostrada na Tabela 9.4.

Tabela 9.4: Descrição da configuração da geometria com uma fonte de espalação central.

Núcleo com uma região de espalação			
<i>Número de anéis</i>	<i>Número de elementos total</i>	<i>Massa de combustível (ton.)</i>	<i>Raio do núcleo (cm)</i>
5 anéis (óxido misto)	120	45,96	213,38
1 anel (óxido de tório)	42	16,08	

9.5.2. TRÊS FONTES DISTRIBUÍDAS

De maneira análoga, alterações foram feitas para o estudo da distribuição radial de potência em um núcleo com três fontes de espalação. Para o caso de três fontes, o núcleo é composto de 196 elementos combustíveis, cada elemento também composto de 433 varetas combustíveis. O núcleo é formado por 6 anéis de elementos, sendo o primeiro o mais próximo do centro - onde está a fonte de espalação - e o sexto o mais externo do núcleo. As regiões de espalação ocupam uma área equivalente a 21 elementos combustíveis. Novamente variou-se o número de elementos combustíveis, variando-se assim o raio do núcleo e a massa de combustível. A massa de combustível desta configuração e o raio do núcleo é mostrada na Tabela 9.5.

Tabela 9.5: Descrição da configuração da geometria com três fontes de espalação.

Núcleo com três regiões de espalação			
<i>Número de anéis</i>	<i>Número de elementos total</i>	<i>Massa de combustível (ton.)</i>	<i>Raio do núcleo (cm)</i>
5 anéis (óxido misto)	106	40,59	
1 anel (óxido de tório)	42	16,08	213.38

9.5.3. POSIÇÃO RADIAL DAS FONTES DE ESPALAÇÃO

Calculou-se a variação do número de fissões por vareta combustível (potência) em função da posição radial da fonte de espalação.

Variou-se a posição da fonte de espalação da posição 1 (região central) até a posição 5 (anel mais externo) e calculou-se a potência em cada uma das posições para as configurações com uma e três fontes de espalação, ambas com $E_p=500$ MeV, como mostra a Figura 9.15.

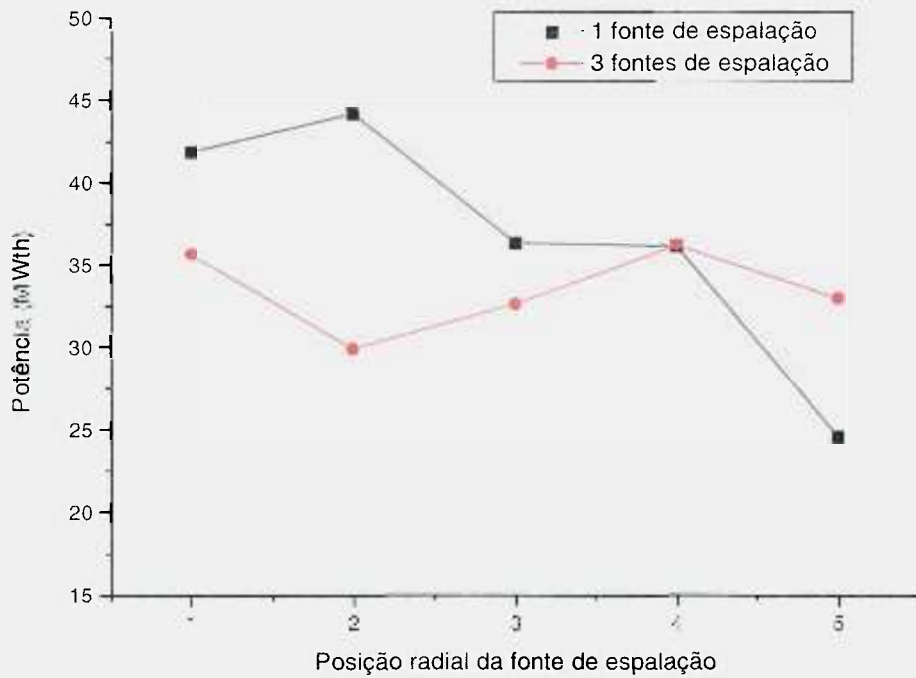


Figura 9.15. Variação da potência em função da posição radial da fonte de espalação para as configurações com uma e três fontes de espalação (tempo total de processamento: 35760 min (24,8 dias)).

Definido o número de três fontes de espalação, estudou-se também a variação da potência em função da posição radial destas fontes para diferentes energias do acelerador, mostrado na Figura 9.16 e Tabela 9.6.

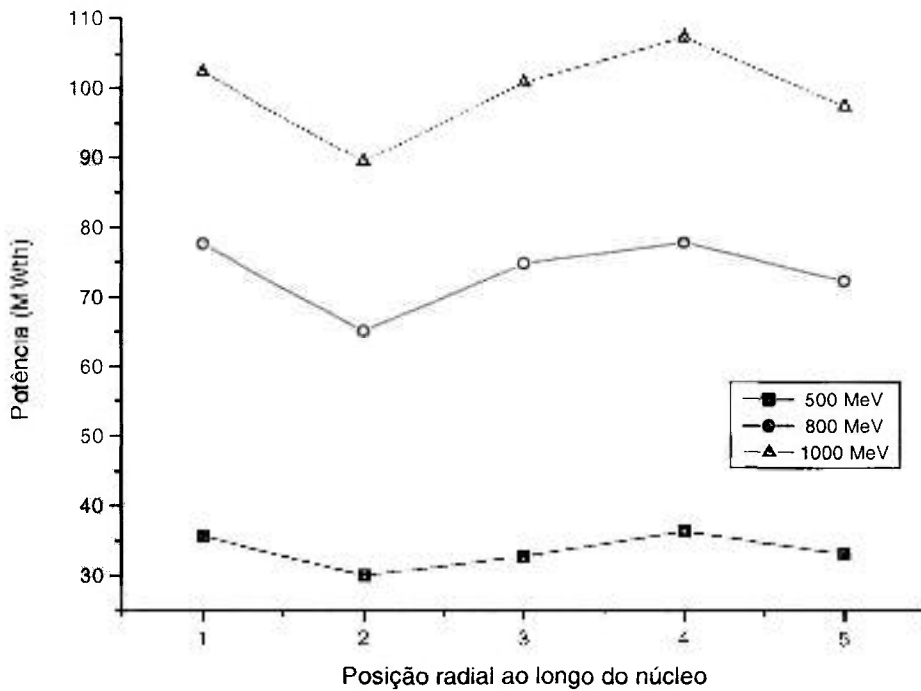


Figura 9.16. Variação da potência do reator em função da posição radial das fontes de espalação (configuração com três fontes de espalação). A corrente do acelerador é de 1 mA e a energia do próton assume os valores de 500 MeV, 800 MeV e 1 GeV (tempo total de processamento: 22500 min (15,6 dias)).

Tabela 9.6. Variação da potência em função da posição radial das fontes de espalação (configuração com três fontes de espalação). A corrente do acelerador é de 1 mA e a energia do próton tem três valores diferentes, 500 MeV, 800 MeV e 1 GeV.

Posição radial	Potência do reator (MWth)		
	Ep = 500 MeV	Ep = 800 MeV	Ep = 1 GeV
1	35,69	77,64	102,45
2	29,94	64,98	89,41
3	32,67	74,71	100,85
4	36,22	77,79	107,33
5	33,02	72,20	97,45

Da Figura 9.16 e Tabela 9.6, nota-se um comportamento semelhante entre as curvas. Da posição 1 até a 2 a potência diminui em função da diminuição do fator de multiplicação, o efeito predominante é a retirada de muitos elementos combustíveis. A partir da posição 3 a potência volta a subir atingindo um valor máximo na posição 4. Isto se deve ao aumento do fator de multiplicação, onde a quantidade de combustível que é colocada na região central é mais significativa para o fator de multiplicação. Na posição 5 a potência diminui porque as fontes estão muito próximas da borda do núcleo, e a fuga de nêutrons é muito grande.

A Figura 9.17, mostra a variação do número da densidade de fissões em função da posição radial do elemento combustível no núcleo. Este estudo foi realizado ao longo do diâmetro do núcleo do reator para o caso de uma fonte central. O fator de pico, que é a razão entre o valor máximo da potência em um ponto do reator e o valor médio da potência do núcleo, para a configuração com uma fonte central é da ordem de 7,2. Observa-se que a taxa de fissão diminui à medida em que os elementos se distanciam do centro, que é onde a fonte de espalação está.

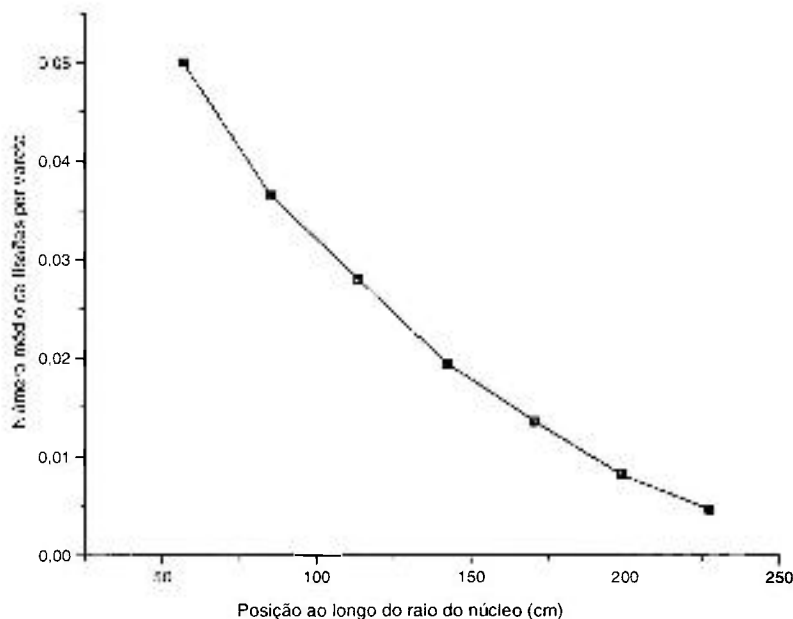


Figura 9.17. Variação do número de fissões em função da posição do elemento ao longo do raio do núcleo, para a configuração de uma fonte de espalação central (tempo total de processamento: 2800 min (1,94 dias)).

No caso da configuração final da proposta, três regiões de espalçamento, foram realizados uma série de estudos variando-se a posição das fontes ao longo do raio do núcleo, número de anéis de combustível, e conseqüentemente a quantidade de elementos combustíveis e também utilizando elementos com diferentes quantidades de massa de combustível. Os resultados foram comparados com a configuração de uma fonte central, pois esta é a nossa referência, nosso padrão de comparação. As características de cada configuração e as grandezas calculadas para cada elemento ao longo do raio estão descritas a seguir. As curvas de distribuição radial de potência referente a cada configuração são mostradas na Figura 9.18.

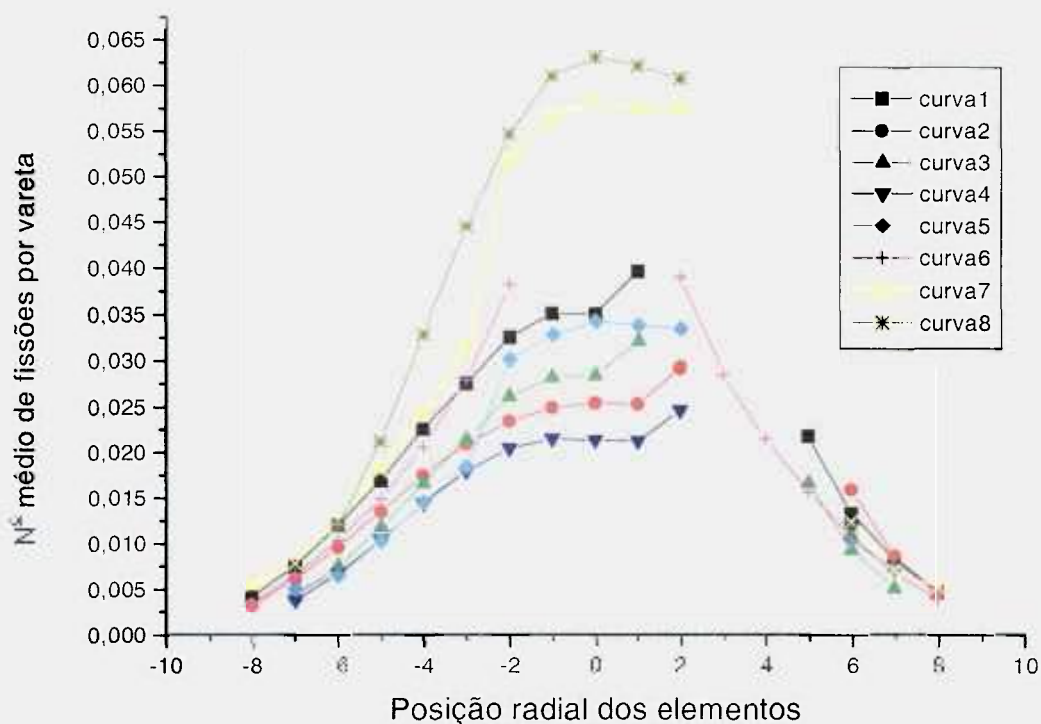


Figura 9.18. Distribuição radial de potência para várias configurações (tempo total de processamento: 20395 min (14,16 dias)).

Foi eleita uma série de elementos alinhados para os cálculos da Figura 9.18. A escolha destes elementos foi feita levando-se em conta as regiões de maior densidade de potência e as regiões de menor densidade. A Figura 9.19 ilustra os elementos escolhidos para os cálculos. Um dos fatores mais importantes para a avaliação de nossa proposta é

o fator radial de pico. Para tal, nesta “linha” escolhida constam elementos muito próximos às fontes de espalação e elementos muito distantes, garantindo assim uma situação extrema. Não somente isso mas também o fato do cálculo da configuração completa exigir um tempo de processamento elevadíssimo. A confirmação da escolha destes elementos é mostrada na Figura 9.29. Nela observa-se as duas regiões com valores mais extremos de potência, garantindo assim que, na pior situação, conseguimos um valor de fator radial de pico abaixo de 2,0.

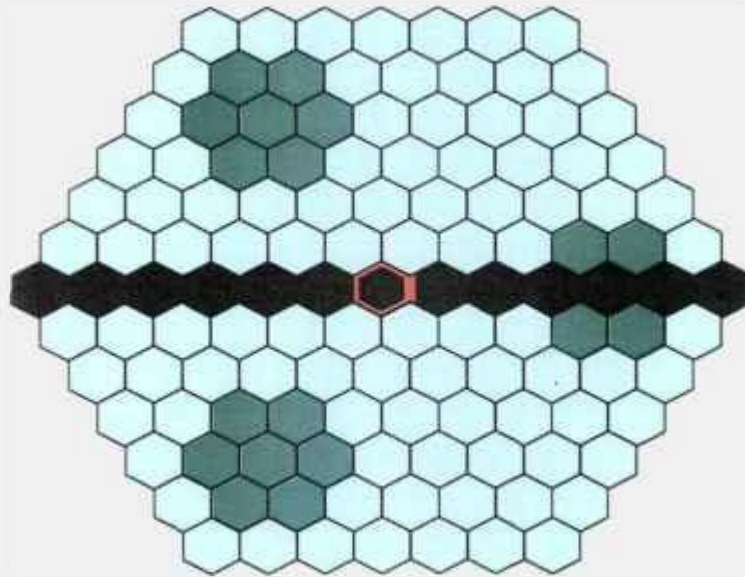


Figura 9.19. Os elementos escolhidos para os cálculos estão pintados de preto. Nesta mesma linha se encontram elementos próximos às fontes de espalação e também elementos mais distantes.

A Figura 9.20 mostra a legenda descritiva para as figuras 9.21 a 9.28. Na curva 1, a configuração simulada tem três fontes de espalação dispostas na posição 3, em um núcleo composto de 7 anéis de combustível totalizando 196 elementos combustíveis. Todos os elementos tem a mesma massa de combustível. As grandezas são mostradas na Figura 9.21.

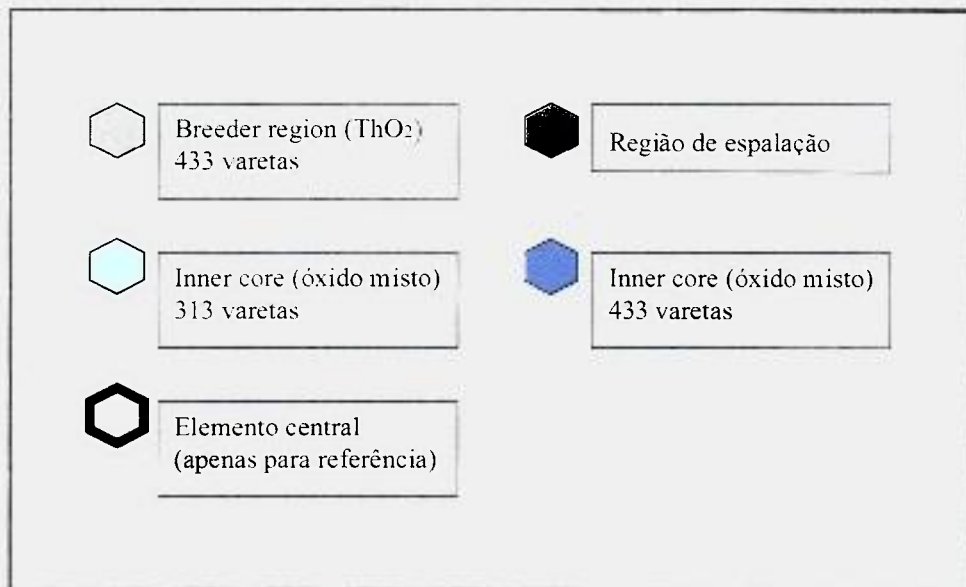


Figura 9.20. Descrição dos elementos combustíveis representados nas figuras 9.21 a 9.28.

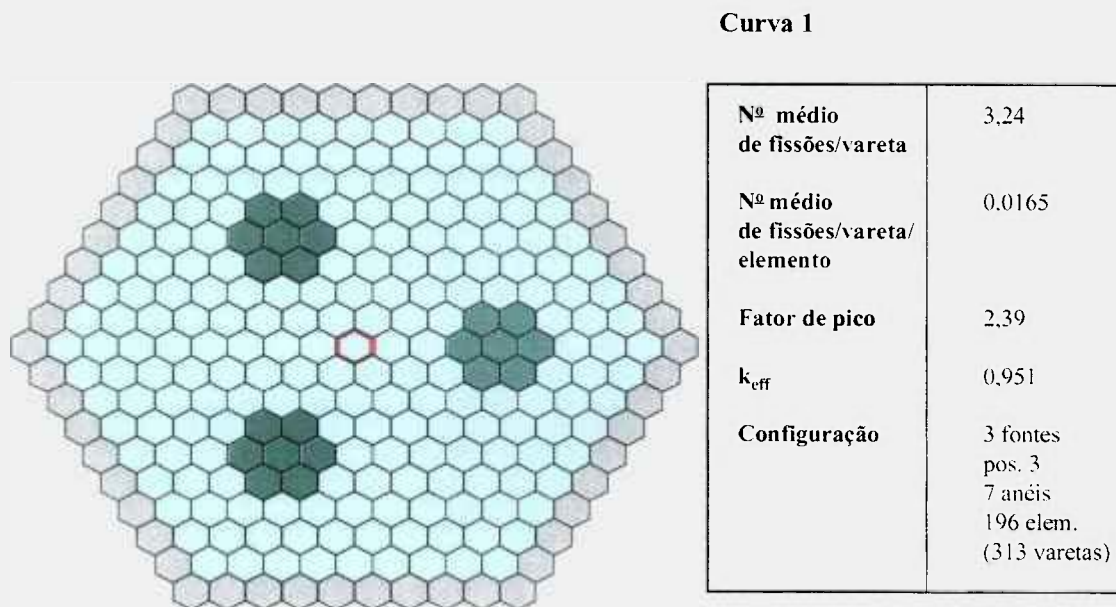


Figura 9.21. Descrição do núcleo referente a curva 1.

Na curva 2, a configuração simulada tem três fontes de espalação dispostas na posição 4, em um núcleo composto de 7 anéis de combustível totalizando 196 elementos combustível. Todos os elementos tem a mesma massa de combustível. A única diferença entre a curva 1 e 2 é a posição das fontes de espalação. As grandezas são mostradas na Figura 9.22.

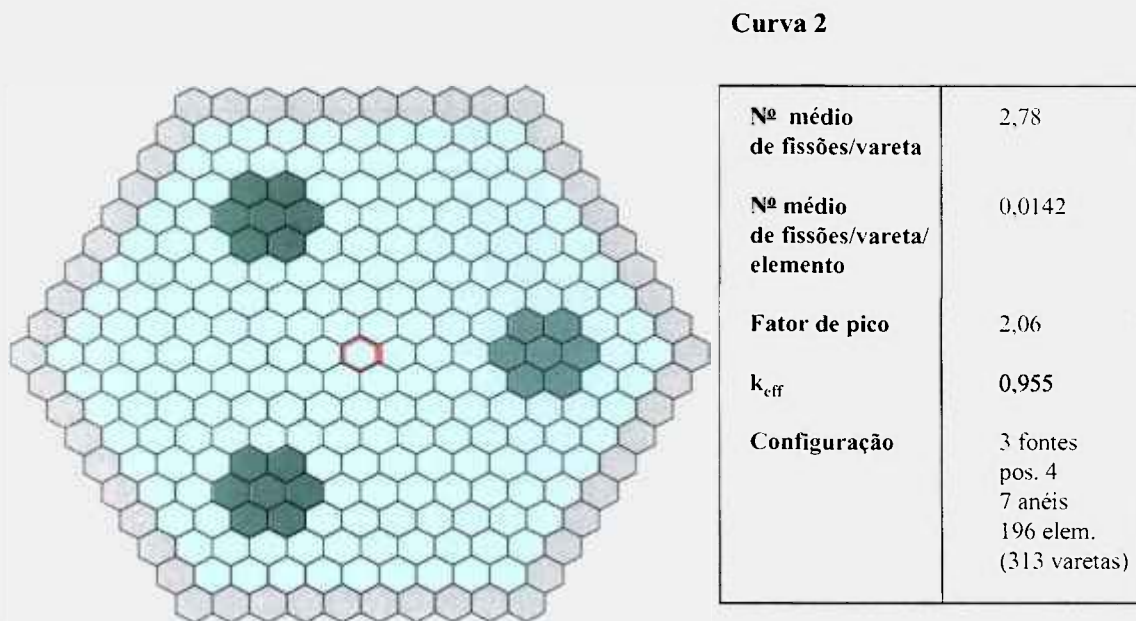
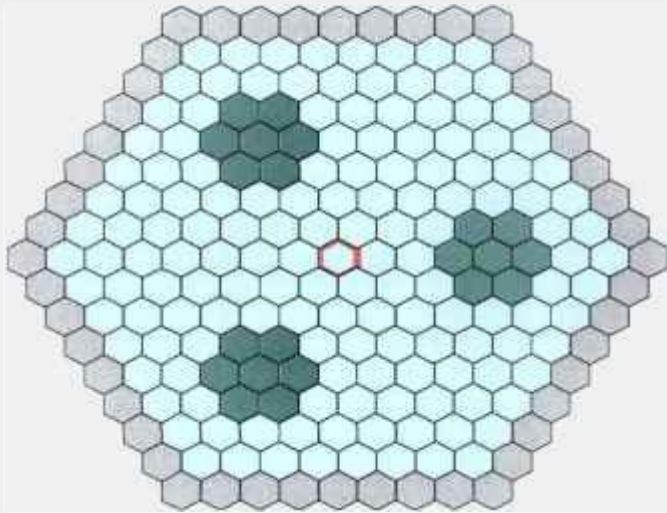


Figura 9.22. Descrição do núcleo referente a curva 2.

Na curva 3, a configuração simulada tem três fontes de espalação dispostas na posição 3, mas um núcleo composto de 6 anéis de combustível totalizando 148 elementos combustível. Todos os elementos têm a mesma massa de combustível. A diminuição da potência em relação as curvas 1 e 2 se deve a diminuição do fator de multiplicação. As grandezas são mostradas na Figura 9.23.

Curva 3

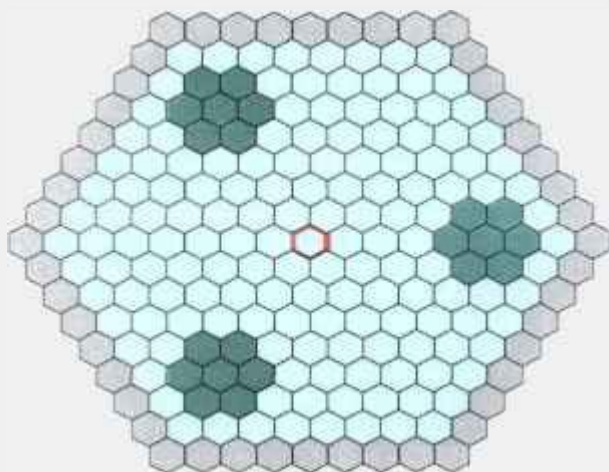


Nº médio de fissões/vareta	2,19
Nº médio de fissões/vareta/elemento	0,0148
Fator de pico	2,16
k_{eff}	0,937
Configuração	3 fontes pos. 3 6 anéis 148 elem. (313 varetas)

Figura 9.23. Descrição do núcleo referente a curva 3.

Na curva 4, a configuração simulada tem três fontes de espalação dispostas na posição 4, em um núcleo composto de 6 anéis de combustível totalizando 148 elementos combustíveis. Todos os elementos têm a mesma massa de combustível. As grandezas são mostradas na Figura 9.24.

Curva 4

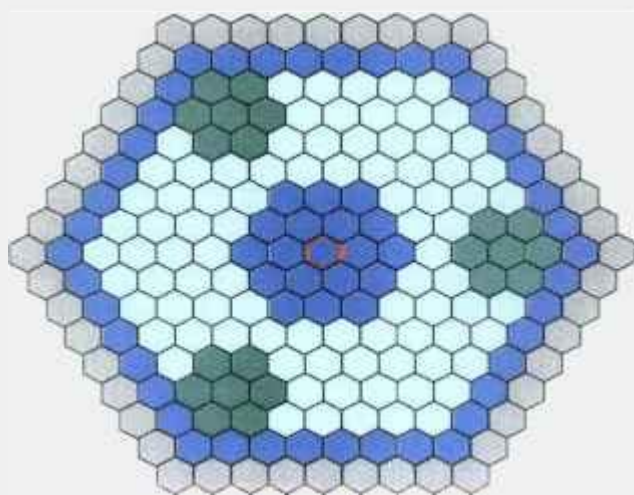


Nº médio de fissões/vareta	1,99
Nº médio de fissões/vareta/elemento	0,0134
Fator de pico	1,83
k_{eff}	0,942
Configuração	3 fontes pos. 4 6 anéis 148 elem. (313 varetas)

Figura 9.24. Descrição do núcleo referente a curva 4.

Na curva 5, a configuração simulada tem três fontes de espalação dispostas na posição 4, em um núcleo composto de 6 anéis de combustível totalizando 148 elementos combustíveis. Neste caso nosso objetivo era de melhorar a performance do núcleo relativo a curva 4. Para tal, aumentou-se a massa de combustível na região central para elevar o fator de multiplicação, e conseqüentemente a potência. As grandezas são mostradas na Figura 9.25.

Curva 5



Nº médio de fissões/vareta	2,20
Nº médio de fissões/vareta/elemento	0,0149
Fator de pico	2,29
k_{eff}	0,952
Configuração	3 fontes pos. 4 6 anéis 148 elem. 2 regiões de combustível

Tabela 9.25. Descrição do núcleo referente a curva 5.

Na curva 6, a configuração simulada tem uma fonte de espalação na posição central, em um núcleo composto de 7 anéis de combustível totalizando 196 elementos combustíveis. Todos os elementos têm a mesma massa de combustível. Esta é o nosso caso referência (equivalente a proposta de Rubbia). As grandezas são mostradas na Figura 9.26.

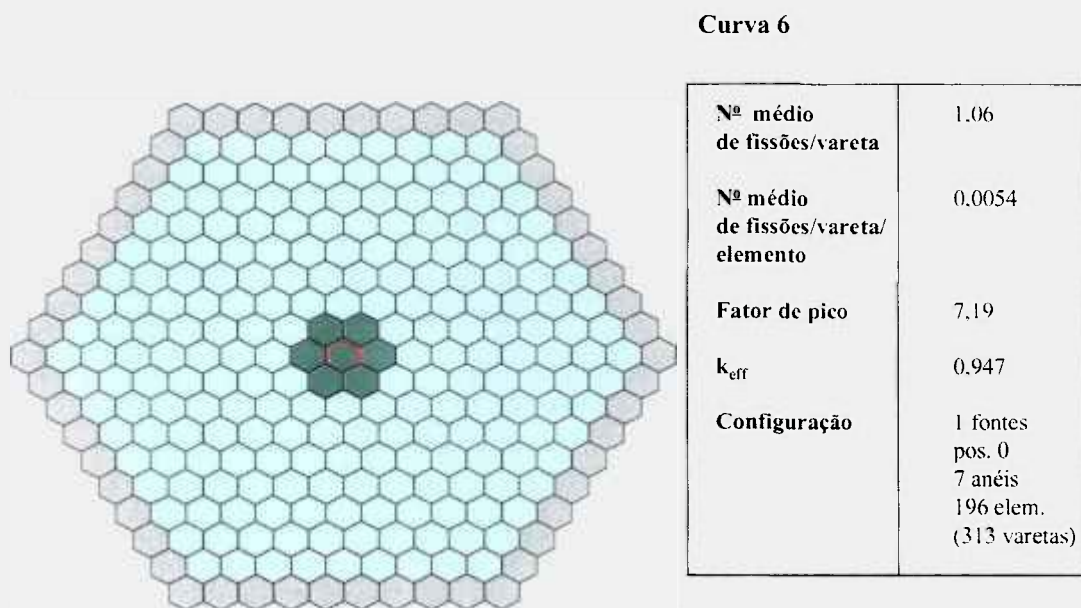
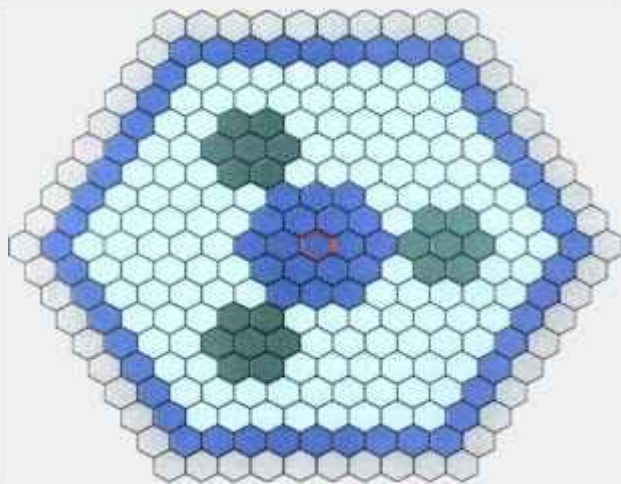


Figura 9.26. Descrição do núcleo referente a curva 6.

Na curva 7, a configuração simulada tem três fontes de espalação dispostas na posição 3, em um núcleo composto de 7 anéis de combustível totalizando 196 elementos combustíveis, mas como na curva 5, colocou-se mais massa de combustível na região central para elevar o fator de multiplicação e por conseqüência, a potência. Este caso pode ser comparado com o da curva 1. As grandezas são mostradas na Figura 9.27.

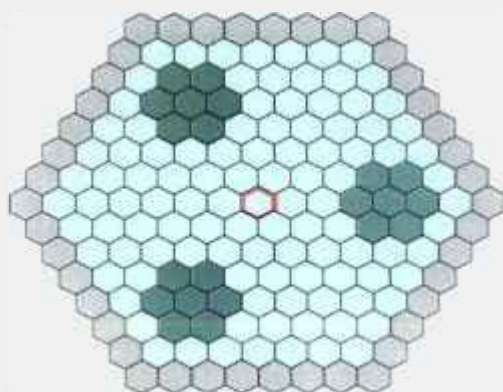


Nº médio de fissões/vareta	3,82
Nº médio de fissões/vareta/elemento	0,0195
Fator de pico	2,98
k_{eff}	0,961
Configuração	3 fontes pos. 3 7 anéis 196 elem. 2 regiões de combustível (313 varetas e 433 varetas)

Figura 9.27. Descrição do núcleo referente a curva 7.

Na curva 8, a configuração simulada tem três fontes de espalação dispostas na posição 3, mas em um núcleo composto de 5 anéis de combustível totalizando 106 elementos combustíveis. Neste caso a massa de combustível foi aumentada por igual em todo o núcleo através do aumento do diâmetro do elemento combustível (ver item 9.3). O objetivo é de se aumentar o fator de multiplicação, e conseqüentemente a potência, mas ao mesmo tempo obter um fator de pico inferior ao da curva 7. As grandezas são mostradas na Figura 9.28.

Curva 8



Nº médio de fissões/vareta	3,63
Nº médio de fissões/vareta/elemento	0,0340
Fator de pico	1,85
k_{eff}	0,965
Configuração	3 fontes pos. 3 5 anéis 106 elem. de diâmetro maior (433 varetas)

Figura 9.28. Descrição do núcleo referente a curva 8.

Nesta etapa do trabalho, uma escolha teve que ser feita. Ou opta-se por uma configuração que resulte numa amplificação maior, ou por uma configuração que tenha uma distribuição de potência mais homogênea no núcleo. As duas melhores opções foram escolhidas como as curvas 7 e 8 da Figura 9.18. Em ambas as configurações, as regiões de espalção se encontravam na posição 3, mas a configuração referente a curva 7, o núcleo tem 7 anéis de combustível com óxido misto e duas regiões distintas de combustível. Na região central, os elementos tem um diâmetro maior (433 varetas) e na região mais externa, os elementos tem um diâmetro menor (313 varetas). Na configuração referente a curva 8, o núcleo tem 5 anéis de combustível, com todos os elementos combustíveis de mesmo diâmetro (433 varetas). Embora o número de elementos totais seja quase metade (54%), a quantidade de massa de combustível não é tão menor (75%). O nosso parâmetro de controle é o fator de multiplicação. Em ambas as configurações o fator de multiplicação é da ordem de 0,96.

Entre estas duas geometrias, a escolhida foi a referente a curva 8. Em primeiro lugar, porque o núcleo com 5 anéis é mais compacto, tem uma quantidade de combustível menor, o que torna mais fácil obter uma distribuição radial de potência mais uniforme. Em segundo lugar, a própria distribuição radial de potência. O parâmetro utilizado para avaliar a homogeneidade da potência é o fator de pico. Enquanto na configuração referente a curva 7 o fator de pico obtido é de 2,98, o valor referente a curva 8 é de 1,85, o que é muito próximo do valor desejado ($\sim 2,0$).

A distribuição da densidade radial de potência para a configuração final da proposta alternativa é mostrada na Figura 9.29.

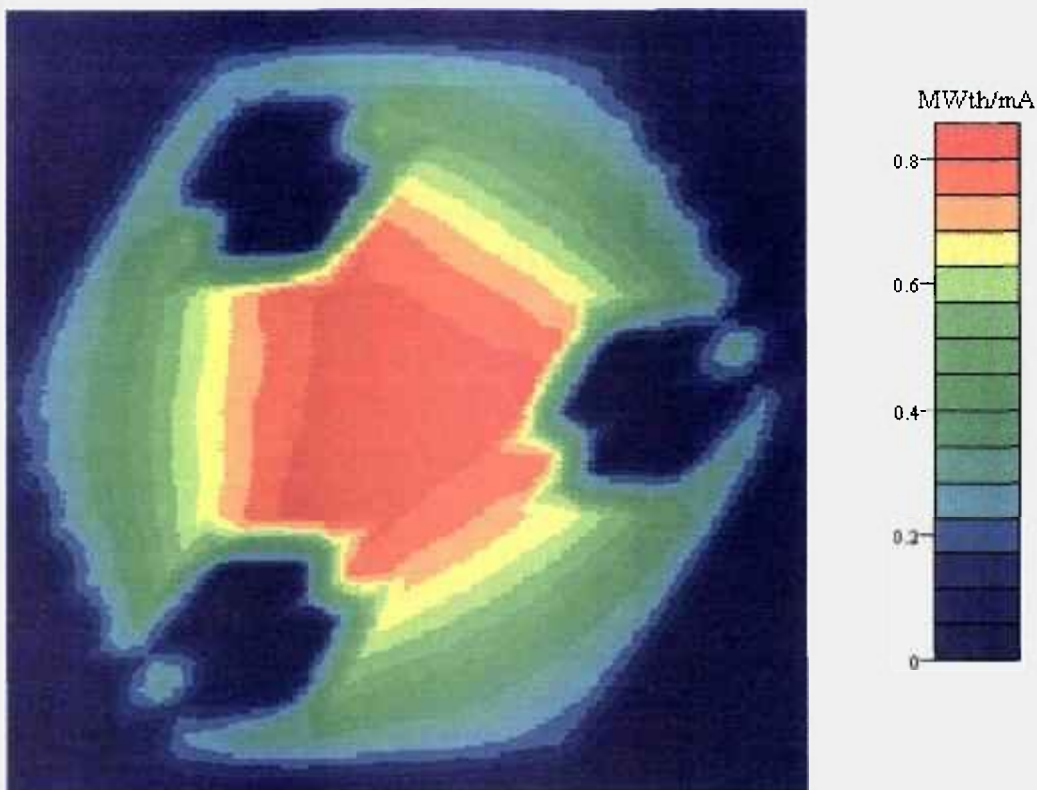


Figura 9.29. Distribuição da densidade radial de potência do conceito proposto com três fontes de espalação. Os valores de potência são por elemento combustível (tempo total de processamento: 49005 min (34,03 dias)).

Para os cálculos da densidade da distribuição radial de potência, deve-se obter os valores referentes a todos os elementos combustíveis do núcleo do reator. Para o nosso caso, isto significa meses de processamento. Como o núcleo é hexagonal e a distribuição das fontes de espalação é simétrica, optamos por calcular a potência em um terço do núcleo e “espelhar” os valores obtidos para as outras regiões, resultando assim em um tempo de processamento da ordem de 34 dias, como citado na legenda da figura 9.29. Os computadores utilizados para todos os cálculos foram: um Pentium III Dual 900 MHz e 256 MB de memória (sistema operacional: LINUX), um Pentium III 700 MHz e 256 MB de memória (sistema operacional: LINUX) e quatro DEC Alpha 4100, 466 MHz e 2GB de memória (sistema operacional: UNIX).

Nota-se as três ilhas azul escuro representando as regiões de espalação e a região central responsável pela maior parte da geração de calor (energia). Observa-se também uma distribuição simétrica de densidade de potência devido ao fato de utilizarmos três fontes de espalação.

9.5.4. DISTRIBUIÇÃO AXIAL DE POTÊNCIA

O objetivo é determinar detalhadamente a distribuição do número de fissões por próton incidente ao longo da altura da vareta combustível, que foi convenientemente dividida em dez partes, e assim definirmos qual é a região mais “quente”. A distribuição axial de potência apresenta um máximo em torno da região média da altura da vareta, como visto na Figura 9.30.

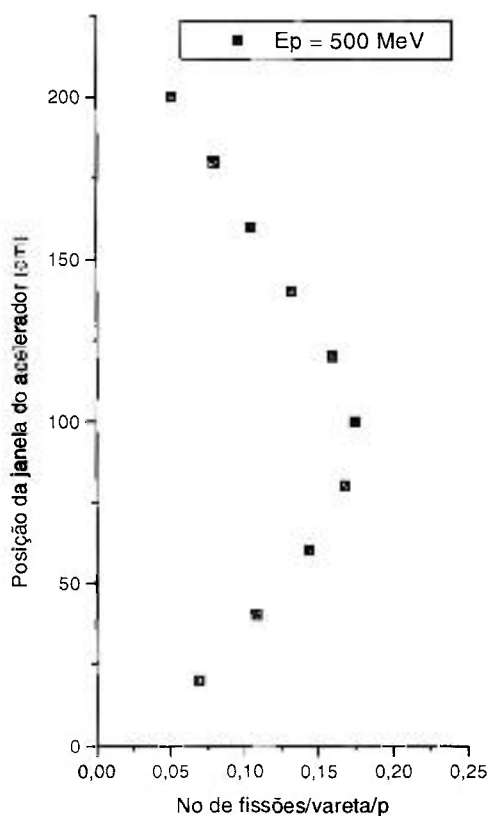


Figura 9.30. Distribuição axial de potência para feixes de 500 MeV (tempo total de processamento: 22730 min (15,78 dias)).

9.6. CÁLCULO DAS TEMPERATURAS

O cálculo das temperaturas do combustível e do revestimento, que são atingidas pelos elementos constituintes do núcleo do reator durante sua operação, são grandezas de controle relacionadas com a segurança deste projeto, e de qualquer outro reator. As temperaturas do combustível e do revestimento devem estar abaixo dos limites estruturais dos materiais constituintes, óxido composto de $0,1^{233}U+^{232}Th$ ($T_f = 3220\text{ °C}$) e a liga HT-9 ($T_f = 1470\text{ °C}$), respectivamente. As temperaturas descritas a seguir, referem-se à concepção original de Rubbia refrigerada com chumbo líquido e refrigerada com Hélio, e a nossa proposta refrigerada com Hélio. Todos os resultados utilizam o acelerador proposto para o EA ($E_p=1\text{ GeV}$ e $I_p=12,5\text{ mA}$), são sempre considerados os elementos mais quentes e têm uma única fonte de espalação central. A temperatura máxima obtida no revestimento no conceito proposto por Rubbia e refrigerado por chumbo é de 707 °C . A temperatura máxima atingida no combustível no conceito refrigerado por chumbo é de 2250 °C . Em termos de comparação, foram calculadas as mesmas temperaturas para o mesmo reator, mas refrigerado a hélio. As temperaturas obtidas foram superiores, mas ainda assim bem abaixo dos limites estruturais de ambas. A temperatura máxima obtida no revestimento no conceito proposto por Rubbia, mas refrigerado por hélio é de 884 °C . A temperatura máxima atingida no combustível refrigerado por hélio é de 2430 °C .

No conceito alternativo aqui proposto, para obter-se uma temperatura de saída do gás no elemento combustível da ordem de 800 °C , o revestimento atinge a temperatura de 865 °C . A refrigeração a hélio é bastante eficiente e vale lembrar que o revestimento atinge esta temperatura porque foi imposto que a temperatura de saída do gás seja da ordem de 800 °C para que se possa utilizar o ciclo Bryton, direcionando-se o gás diretamente às turbinas. Caso o objetivo seja unicamente a refrigeração do elemento combustível, aumentando-se a vazão, pode-se obter uma temperatura de saída do gás de até 455 °C , e uma temperatura no revestimento de até 550 °C .

O objetivo destes cálculos é estimar a eficiência da refrigeração com Hélio. Como dito anteriormente, nesta proposta o chumbo deve ser mantido sólido, portanto devemos garantir que a temperatura do chumbo próximo do elemento combustível seja menor do que a temperatura de fusão do chumbo ($T_{f_{Pb}} = 328\text{ °C}$). No conceito alternativo proposto, com uma potência de 105 MW_{th} , a temperatura obtida no chumbo foi de 237 °C , nos elementos

combustíveis mais quentes, condição que nos permite dizer que o chumbo se manterá sólido.

9.6.1. ENERGIA DEPOSITADA NO CHUMBO

Os cálculos para a obtenção da energia depositada no chumbo por nêutrons e gamas foram realizados utilizando-se a configuração final da proposta com três fontes de espalação e os aceleradores com $E_p = 500$ MeV. Estes cálculos têm como objetivo definir a quantidade de energia depositada não só pela fissão, mas também pelo nêutrons e gamas de outras reações, e então compara-lo com a potência total do reator. Desta comparação, pode-se saber se esta quantidade deve ou não ser levada em conta para se manter o chumbo sólido. O reator aqui proposto com três fontes de espalação e o acelerador citado acima tem uma energia depositada no chumbo devido a nêutrons e gamas de 2,3 MW. Nesta mesma configuração, a potência total é de 105 MW.

Esta energia depositada no chumbo representa $0,62$ W/cm³, que é um valor muito pequeno (2,39%) quando comparado com a energia liberada pela fissão no reator em operação, com um valor médio de $25,9$ W/cm³.

9.7. ESTIMATIVA DOS CUSTOS

O grupo envolvido na proposta do Amplificador de Energia no CERN [9.5] fez uma estimativa dos custos da mesma. O IEPE de Genebra [9.6] fez uma análise desta estimativa e examinou outros cenários com diferentes características. Antes dos resultados gerais, vamos destacar antes algumas partes relativas ao acelerador (os valores estão em francos franceses):

1. dois injetores de prótons de 6 mA e 10 MeV com um custo de 25 MFF cada, totalizando 50 MFF;
2. um ciclotron intermediário de setores separados de 120 MeV com um custo de 200 MFF;
3. o ciclotron principal de setores separados de 1 GeV com um custo de 500 MFF.

O custo total do complexo acelerador, incluindo o sistema de feixes, fonte de

energia e blindagem biológica chega a 1 GFF. A Tabela 9.7 compara os custos de investimento do grupo do CERN com os revisados pelo IEPE e com os relativos aos PWR (em relação à França).

Tabela 9.7. Comparação de custos entre o AE e PWR

<i>Custos (FF/kW)</i>	<i>AE (CERN)</i>	<i>AE (IEPE)</i>	<i>PWR</i>
Local e prédios	1377	1300	1275
Sistemas mecânicos clássicos	1145	1150	2220
Engenharia nuclear	1875	1900	1235
Produção elétrica	1005	1000	715
Despesas gerais	825	500	525
Interesses durante a construção		850	875
Custos do proprietário		1150	200
Desmantelamento		65	150
Contingência	1190	250	250
Total	7417	8165	7445

Os custos de investimento devem ser da mesma ordem entre o PWR e o AE. Nota-se que os valores das partes não clássicas são uma fração relativamente pequena do custo total, assim grandes incertezas nestes valores terão pouca influência no total.

Na Tabela 9.8 mostra o custo do kWh do CERN seguido de três cenários pessimistas considerados pelo IEPE e também para o PWR.

Tabela 9.8. Custo do kWh do AE e PWR

<i>Custo do kWh</i> <i>(Fcents/kWh)</i>	<i>AE</i> <i>(CERN)</i>	<i>AE</i> <i>(IEPE)1</i>	<i>AE</i> <i>(IEPE)2</i>	<i>AE</i> <i>(IEPE)3</i>	<i>PWR</i>
Custo de capital	7,35	8,01	11,00	9,35	7,35
Operação	2,56	3,50	3,50	3,50	5,00
Combustível	0,80	3,00	3,00	3,00	4,15
Total	10,89	14,51	17,50	15,85	16,4

Pode-se notar que o custo da energia produzida pelo Amplificador de Energia seria, na pior das hipóteses, comparável aos atuais PWR. A redução no custo do combustível é devido à eliminação da etapa de enriquecimento de Urânio e dos reprocessamentos (no caso de longas queimas). As variações nos valores se referem à tecnologia envolvida no reprocessamento (THOREX ou piro-eletrólise). Importante destacar que em todos estes estudos, os custos relativos à produção/obtenção do ^{233}U não está sendo levada em conta. A única alternativa é iniciar a operação do reator utilizando-se apenas ^{232}Th e o ^{233}U será gerado a partir da transmutação do Tório, sendo na próxima etapa, utilizado como combustível físsil.

A comparação entre os preços da energia produzida em diversos países é mostrada na Tabela 9.9:

Tabela 9.9. Comparação dos preços da energia entre diversos países e tipos de geradores

	<i>Capital</i> <i>(FF/kWh)</i>	<i>Operação</i> <i>(Fcents/kWh)</i>	<i>Combustível</i> <i>(cents/kWh)</i>	<i>Total</i> <i>(cents/kWh)</i>
AE (CERN)	7,35	2,56	0,8	10,71
PWR (França)	7,35	5,00	4,15	16,50
PWR (Alemanha)	14,80	6,35	5,40	26,55
Carvão (Alemanha)	5,85	4,75	14,70	25,3
Turbinas a gás	3,50	2,10	21,80	27,40

A Tabela 9.9 mostra que as condições em que as plantas nucleares são construídas tem uma grande influência em seus custos totais.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 9.1. Letourneau, A. et al. Neutron production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV protons. *Nucl. Instr. and Meth. B*, v. 170, p. 299-322, 2000.
- 9.2. Lone, M. A. and Wong, P. Y. Neutron yields from proton-induced spallation reactions in thick targets of lead”, *Nucl. Instr. And Meth. A*, v. 362, p. 499-505, 1995.
- 9.3. Rubbia, C.; Rubio, J. A.; Buorno, S.; Carminati, F.; Fiétier, N.; Galvez, J.; Gelès, C.; Kadi, Y.; Klapisch, R.; Mandrillon, P.; Revol, J. P. and Ch. Roche. ***Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier***. European Organization for Nuclear Research, 1995. (CERN/AT/95-44(ET)).
- 9.4. Gudowsky, W. et al. Accelerator-driven Transmutation Projects in Sweden in a European Perspective. In: Technical Working Group on Fast Reactors (TWG-FR), May 14-18, 2001, Almaty/Kurchatov, Kazakhstan.
- 9.5. Fernandez, R. ; Mandrillon, P. ; Rubbia, C. ; Rubbio, A. European Organization for Nuclear Research, 1996. (CERN/LHC/96-01(EET)).
- 9.6. Finon, D. ; Menanteau, P. , IEPE Dec. 1994.

10. CONCLUSÕES

Embora os sistemas contendo ^{232}Th e ^{233}U sejam muito pouco estudados, a metodologia adotada reproduziu com grande sucesso os problemas padrões analisados e com uma boa margem de incerteza. A refrigeração com hélio se mostrou eficiente e a utilização de chumbo sólido entre os elementos combustíveis se mostrou possível pois a refrigeração do mesmo, com canais de hélio, é eficiente mantendo as temperaturas atingidas pelo chumbo ($237\text{ }^\circ\text{C}$) abaixo do seu limite de fusão ($328\text{ }^\circ\text{C}$). Na região de espalação, um alvo líquido é necessário porque um alvo sólido não consegue dissipar a alta energia térmica do feixe sem danos, em um curto período de tempo. O chumbo tem boas propriedades nucleares e boa eficiência de espalação.

Sendo um reator rápido, as características físicas do reator permanecem praticamente inalteradas com a substituição do chumbo por hélio entre as varetas combustíveis, tanto o chumbo como o hélio podem ser considerados transparentes para nêutrons rápidos.

Com a troca dos elementos hexagonais por cilíndricos, nossa concepção tem uma densidade de combustível no núcleo (g/cm^2) muito menor do que a do Rubbia, com isso um espaçamento entre as varetas combustíveis (*pitch*) de $1,138\text{ cm}$ é utilizado para todos os elementos, ao invés da versão de Rubbia, onde a região interna utiliza $1,243\text{ cm}$ e a região de "breeder" $1,138\text{ cm}$. As varetas de combustível são equivalentes às do Rubbia, a menos da altura (200 cm no conceito alternativo proposto neste trabalho e 150 cm no Amplificador de Energia proposto por Rubbia).

Obeve-se um fator de pico menor que $2,0$, sendo que com uma fonte no centro o fator de pico é de cerca de $7,0$. O fator de multiplicação - k_{eff} - obtido é da ordem de $0,97$. Este valor é baixo o suficiente para garantir a operação segura do reator sem a utilização de barras de controle. O ganho do sistema extrapolado para a energia do próton de 1 GeV chega a cerca de 110 , o que é muito próximo do que o obtido por Rubbia (120).

Uma potência de 100 MWth é consistente com o núcleo protótipo de configuração hexagonal proposto, sendo que o calor gerado pode ser removido com a solução com hélio, obtendo-se uma temperatura de saída do gás da ordem de $800\text{ }^\circ\text{C}$. Sendo assim, pode-se utilizar o ciclo Brayton, direcionando-se o gás diretamente às turbinas.

A opção do Ciclotron como acelerador é uma solução compacta quando comparada com um LINAC. Para potências da ordem de 100 MW , linacs são a melhor opção. A

possibilidade de se utilizar ciclotrons concentra-se a potências em torno de 10 MW. A solução adotada é baseada em máquinas existentes.

As características finais da concepção com 3 fontes de espalação são apresentadas na Tabela 10.1. Os dados são para $E_p=500$ Mev e $I_p=3$ mA. Com esses dados pode-se escalar a potência em função da corrente (relação linear), bem como extrapolar, como foi efetuado para outras energias do próton.

Tabela 10.1. Características do núcleo do reator proposto neste trabalho

Potência	100 MWth
Acelerador	Ciclotron semelhante ao adotado pelo projeto belga - MYHRRRA, da IBA. $E_p = 500$ MeV, $I_p = 3$ mA
Multiplicidade (n/p)	10,06
Fator de criticalidade da fonte - $k = (M-1) / M$	0,98
Alvo	Chumbo líquido na região de espalação
Janela	Duas opções: Janela quente, refrigerada por um sistema auxiliar de refrigeração Alvo sem janela, separada, sendo o alvo continuamente renovado.
Fator de multiplicação	~ 0,97
Ganho	70
Fator de pico radial	1,854
Potência específica (W/g)	2,58
Densidade de potência (W/cm ³)	25,82
N_{233} / N_{232}	0,107
Combustível	Óxido misto contendo a mistura $0,1 U^{233}O_2 + Th^{232}O_2$ como utilizado na proposta de Rubbia.

Como atividades futuras propomos estudar a queima do combustível, analisando seu comportamento durante a operação do reator. Existem alguns limitantes envolvendo este tipo de estudo. O primeiro é o tempo necessário demasiado grande para os cálculos. Como visto nos resultados apresentados, o tempo necessário para se obter a potência total do núcleo é da ordem de alguns dias (~ 3). Quando calculamos de elemento para elemento o tempo subiu para cerca de trinta dias. Para os cálculos de queima, deve-se dividir as varetas combustível axialmente e, se dividir-se em 10 partes pelo menos, o tempo de máquina sobe para mais de trezentos dias. Isto torna inviável qualquer estudo neste sentido. Obviamente este tempo está vinculado aos equipamentos disponíveis para a análise atualmente. Outro fator que deve ser levado em conta é o programa em si. O código utilizado, MCNP-4C, não foi desenvolvido especificamente para este propósito. Existe uma nova versão deste programa, MCNP-BURN, que é mais completo e inclui a opção de queima.

Outro estudo importante está relacionado com os dados nucleares. As bibliotecas de dados nucleares referentes ao U^{233} e Th^{232} foram muito pouco estudadas, necessitando assim de novos dados experimentais para melhorar sua qualidade. Os dados são aceitáveis para uma análise de concepção, mas eles ainda não atingiram o mesmo nível de incerteza que outros isótopos do Urânio (U^{235} , U^{238}) e a família do Plutônio. Os dados nucleares dos elementos U^{233} e Th^{232} têm uma incerteza associada a eles da ordem de centenas de pcm, enquanto que os dados nucleares da família do U e Pu têm uma incerteza da ordem de dezenas de pcm. Em relação aos “benchmarks”, é de fundamental importância a realização de experimentos envolvendo um conjunto subcrítico completo (acelerador + alvo/fonte de espalação + meio multiplicativo subcrítico). O que existe de mais próximo a ser concluído é o experimento MYRRHA.

Por fim, o próprio fenômeno de espalação deve ser melhor estudado. A geração de nêutrons via espalação e sua subsequente distribuição energética e espacial para cada tipo de alvo e energia das partículas incidentes é muito importante, principalmente na escolha de cada configuração para uma dada aplicação (transmutação ou geração de energia). Também os produtos de espalação e sua importância no dano dos materiais estruturais envolvidos.