

UNIVERSIDADE DE LISBOA
FACULDADE DE CIÊNCIAS
Departamento de Física



**CARACTERIZAÇÃO NEUTRÓNICA E DOSIMÉTRICA DO ALVO DE
ESPALÇÃO DO ESPECTRÓMETRO DE TEMPO DE VOO DO
CERN**

Piménio Teles dos Reis Ferreira

Dissertação
MESTRADO EM ENGENHARIA FÍSICA

2013

UNIVERSIDADE DE LISBOA
FACULDADE DE CIÊNCIAS
Departamento de Física



**CARACTERIZAÇÃO NEUTRÓNICA E DOSIMÉTRICA DO ALVO DE
ESPALÇÃO DO ESPECTRÓMETRO DE TEMPO DE VOO DO
CERN**

Piménio Teles dos Reis Ferreira

Dissertação

MESTRADO EM ENGENHARIA FÍSICA

Orientadores:

Prof. Doutor José G. Marques

Doutor Isabel Gonçalves

2013

Conteúdo

Agradecimentos	vii
Resumo.....	ix
<i>Abstract</i>	xi
Lista de Acrónimos	xiii
Lista de Tabelas	xv
Lista de Figuras.....	xvii
Parte I - O Espectrómetro TOF	1
Descrição da instalação.....	1
O feixe de prótons.....	2
Alvo de Espalação.....	3
O tubo de neutrões	4
Área Experimental 1 (EAR-1).....	5
As amostras	6
Detectores.....	6
Processo de detecção de neutrões	7
Processo de detecção de radiação gama	8
Detectores para medição de captura neutrónica e de fissão induzida por neutrões.....	9
TAC – <i>Total Absortion Calorimeter</i>	9
Cintilador Liquido C6D6 para estudos de capturas	10
PPAC	10
Detectores para monitorização do feixe.....	11
Alinhamento do feixe	11
Monitores do feixe	11
Distribuição espacial.....	11
DAQ	12
Características do Espectrómetro	12
Resolução em energia	13
Técnica do tempo-de-voou	13
Background	14
‘ <i>Gamma flash</i> ’	15
Área experimental 2 (EAR-2).....	15
Performance das Áreas experimentais	16
Aplicações.....	16

ADS (transmutação, ciclo do combustível)	17
Astrofísica Nuclear e Nucleossíntese	17
Física Básica	19
Resumo.....	19
PARTE II Interação da radiação com a matéria	23
Reacções nucleares com neutrões.....	23
Secção Eficaz de reacções nucleares induzidas por neutrões.....	24
Propriedades das Secções Eficazes de interacção de neutrões	26
Secção Eficaz Macroscópica	26
Atenuação de um feixe de partículas neutras num material.....	27
Probabilidade de interacção	27
Livre percurso médio.....	28
Reacções nucleares de espalação de neutrões.....	28
Moderação	29
Fissão.....	32
Interação de fótons com a matéria	33
Parte III - Dosimetria e protecção radiológica.....	35
Efeitos biológicos das radiações ionizantes	35
Grandezas radiométricas	35
Fluência e Fluxo	35
Grandezas Dosimétricas.....	36
Kerma (K).....	36
Dose Equivalente (H) e Dose Efectiva (E)	37
Parte IV Método de Monte Carlo.....	41
Introdução.....	41
Simulação do transporte de partículas utilizando métodos de Monte Carlo	42
Números pseudo-aleatórios.....	42
Bibliotecas de dados de secções eficazes	42
Cálculo da distancia até à próxima interacção.....	42
Algoritmo para seleccionar o tipo de interacção da partícula, passo a passo	43
Técnicas de Redução de variância.....	44
Roleta russa	45
<i>Splitting</i>	46
' <i>Cutoff</i> '	47

'Biasing'	47
'Veigh Window' (WW).....	47
Figura de Mérito.....	48
O programa de simulação FLUKA.....	49
Modelos Físicos	50
Transporte de Neutrões com energia inferior a 20 MeV em FLUKA.....	50
Ficheiro de entrada - <i>Input</i> básico.....	51
Geometria	52
<i>Debugging</i>	52
Definições Gerais.....	52
Definições do feixe.....	52
Definições de materiais e compostos	53
Configuração da simulação	53
Definições Físicas.....	54
Processos Físicos	54
Radioactividade Induzida	55
Técnicas Redução Variância em FLUKA.....	55
WW-FACTO.....	55
WW-THRES	55
'Leading Particle biasing' – EMF-BIAS	56
'Multiplicity tuning' - BIASING.....	56
Absorção do neutrão não-analógica – LOW-BIAS.....	56
Decaimentos radioactivos - LAM-BIAS.....	56
Registo e estimadores	57
Coeficientes de conversão	58
Parte V – Discussão de Resultados.....	59
Apresentação do problema.....	59
Problema Físico	60
Problema Computacional.....	60
Fluências de fótons e de Neutrões.....	62
Segundo direcção EAR-1	62
Segundo direcção EAR-2	64
Análise das incertezas	69
Análise dos espectros de neutrões e fótons	71

Mapas de fluência de fótons e de nêutrons.....	72
Mapas de dose-equivalente e de débito de dose ao longo do tempo	74
Radionuclídeos produzidos e respectiva radioactividade.....	78
Conclusão	81
Referências.....	85

Agradecimentos

Não teria conseguido concluir este trabalho sem o apoio e colaboração de várias pessoas. Em especial gostaria de agradecer:

Aos orientadores Doutor Pedro Vaz e Doutora Isabel Gonçalves, por todo o apoio prestado desde o primeiro dia. O tempo dispensado em reuniões e a rever textos sempre acompanhados de críticas construtivas no sentido de melhorar o meu trabalho. Pela motivação constante e por me apresentarem ao mundo fascinante da física de neutrões e das simulações usando métodos de Monte Carlo.

Gostaria de agradecer ao professor Doutor José Marques do Campus Tecnológico e Nuclear pela confiança e motivação responsáveis por eu ter chegado até aqui. Cada aula com o professor era uma motivação extra para explorar a área da energia nuclear e Física de reactores.

À professora Doutora M^ª Margarida Godinho da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa gostaria de agradecer a paciência de me ‘atender’ e ajudar sempre que necessário.

Aos amigos e colegas da Faculdade de Ciências: Andreia Cardoso, André Ornelas, Catarina Duarte, Carolina Meireles e Micaela Macatrão, pelas horas ‘roubadas’ para tomar café e por darem-me sempre motivação essencial em muitas horas de *stress*.

A todos os colegas do CTN, sempre dispostos a ajudar, entre eles Sílvia Barros e Yuriy Romanets –peças chave! - pela colaboração e por partilharem a sua experiência de ‘simuladores’, e Ana Moura, pela companhia e auxílio sempre que era preciso.

Seguidamente gostaria de agradecer ao CTN por me acolher nas suas instalações e dar o apoio necessário para que conseguisse executar todo o trabalho na integra.

À Fundação para a Ciência e Tecnologia (FCT) pela bolsa de investigação BL98/2012_IST-ID concedida.

Este apoio foi imprescindível e foi responsável por me dar acesso a uma fonte de conhecimentos enriquecedora.

Finalmente, gostaria de agradecer aos meus pais, irmão e avó, que sempre demonstraram o seu orgulho no meu trabalho e a quem dedico esta dissertação pois foram desde o início a minha maior motivação e apoio.

Resumo

No espectrómetro TOF do CERN um feixe de 7×10^{12} prótons de 20 GeV/c incide num alvo pesado de chumbo num impulso com cerca 7 ns de duração, produzindo por reacções de espalação neutrões numa gama de energia que vai dos térmicos (meV) aos GeV.

A elevada fluência instantânea de neutrões bem como a larga gama de energia destes (entre outras características) torna o espectrómetro uma instalação de topo para estudo de secções eficazes de interacção com neutrões. Entre as suas aplicações destacam-se o estudo de secções eficazes de captura neutrónica e de fissões induzidas por neutrões uteis para áreas envolvendo sistemas ADS e Astrofísica nuclear (nucleossíntese).

O espectrómetro possui uma área experimental (área experimental 1 ou EAR-I), tendo já realizado estudos em duas fases, no período de 2001-2004 (fase I) e 2009-2011 (fase II), encontrando-se actualmente em construção uma segunda área experimental (área experimental 2 ou EAR-II).

Devido às elevadas fluências de prótons, neutrões e fótons (entre outras partículas) conseguidas durante a utilização do espectrómetro, torna-se necessário fazer estudos de fluências obtidas e de doses equivalentes no alvo de espalação.

Neste trabalho é realizado a caracterização neutrónica e dosimétrica do alvo de espalação com o objectivo de estudar e comparar as fluências de neutrões e de fótons obtidas segundo as direcções das duas áreas experimentais (EAR-I e EAR-II), bem como obter mapas de doses equivalente e de fluências de neutrões e de fótons no alvo. Para esta caracterização será efectuado um estudo computacional baseado no programa de simulações FLUKA.

No final pretende-se ter uma ideia das ordens de grandezas das fluências e das doses resultantes, bem como perceber a vantagem da utilização das duas áreas experimentais.

O trabalho foi efectuado no Campus Tecnológico e Nuclear inserido no projecto nTOF-CERN com a orientação dos investigadores Dr Pedro Vaz e Dr^a Isabel Gonçalves.

Palavras-Chave: simulações Monte Carlo, FLUKA, nTOF, alvo chumbo.

Abstract

In CERN's TOF spectrometer a bunch of 7×10^{12} protons of 20 GeV/c impinges on a heavy lead target in a pulse of about 7 ns of duration, producing by spallation reactions neutrons with a energy range from thermal (meV) to GeV.

The high instantaneous neutron flux as well as their large energy range (among others characteristics) makes the spectrometer a premier facility for the study of neutron cross sections.

Among the applications of this facility highlights the study of neutron capture cross-sections and neutron induced fission cross-sections to be used in ADS and Astrophysics (nucleosynthesis).

The spectrometer has an experimental area (experimental area 1 or EAR-I), having already realized studies in two phases, on the period of 2001-2004 (phase I) and on the period of 2009-2011 (phase II). Nowadays it is being constructed a second experimental area (experimental area II or EAR-II).

Due to the high proton, neutron and photon fluencies (among others particles fluence) obtained during the utilizations of the spectrometer, it becomes necessary to do studies of the obtained fluence and equivalent doses in the spallation target.

In this thesis it is done the neutron and dosimetric characterization of the spallation target. The goal is to study and compare the neutron and photon fluencies obtained in both directions of the two experimental areas (EAR-I and EAR-II), and to obtain the equivalent doses maps and neutron and photon fluence maps on the target. In order to do this characterization a computational study was made based on the code FLUKA.

The goal is to have an idea of the magnitude of fluence and doses resulted, and to understand the advantages of using two experimental areas.

This study was done in Campus Tecnológico e Nuclear inserted in a project nTOF-CERN with the orientation of the researchers Dr Pedro Vaz and Dr Isabel Gonçalves.

Key Words: Monte Carlo, simulations, FLUKA, nTOF, CERN, spallation target.

Lista de Acrónimos

nTOF	'Neutron Time of Flight'
CERN	<i>Centre European de Research Nuclear</i> – Laboratório Europeu de Partículas
CTN	Campus Tecnológico e Nuclear
ADS	<i>Accelerated Driven Systems</i>
EAR-I	Experimental Area 1
EAR-II	Experimental Area 2
PS	<i>Proton Synchrotron</i>
ENSDF	Evaluation Nuclear Structure Data File
FLUKA	FLUctuating KAskades
FOM	Figure Of Merit
INC	Intra-Nuclear Cascade
MCNPX	Monte Carlo N-Particle eXtended

Grandezas Físicas

A	área
N	número total de núcleos
ρ	densidade mássica
n	densidade de partículas alvo
M	massa molar
N_A	número de Avogadro, $6,022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
σ	secção Eficaz microscópica
Σ	secção eficaz macroscópica
μ	coeficiente de atenuação mássico
I	número de interações entre feixe de projétil por núcleo alvo
P	probabilidade de interação
\emptyset	fluência
Φ	fluxo

k	Kerma
H_T	dose equivalente para o tecido T
$D_{T,R}$	dose absorvida num tecido T devido a radiação R
w_r	factor de ponderação de radiação
W_T	factor de ponderação tecidual

Lista de Tabelas

Tabela 1 - Resumo das características, respectivas a cada uma das 4 secções, em que o túnel de neutrões, relativo à área experimental 1, se encontra dividido.	5
Tabela 2 Algumas características do espectrómetro nTOF do CERN.	13
Tabela 3 Fluência integrada dos neutrões para a área experimental 1 e 2 para diferentes intervalos de energia [4].	16
Tabela 4 Isótopos e secções eficazes respectivas estudados durante a 1ª fase.	20
Tabela 5 Isótopos estudados e respectivas secções eficazes analisadas durante a 2ª campanha experimental.	20
Tabela 6 Classificação de neutrões conforme as suas energias, conforme usados em reactores nucleares.	24
Tabela 7 Secções eficazes de captura neutrónica para alguns isótopos.	25
Tabela 8 Exemplo de efeitos estocásticos e efeitos determinísticos, estes últimos com limiar de dose respectivos.	35
Tabela 9 Valores de coeficientes de ponderação da radiação para diferentes tipos de radiação e energia [59].	38
Tabela 10 Valores de coeficientes de ponderação tecidual de acordo com a recomendação ICRP 103 (2007), inscritos na legislação Nacional desde 2008 [59].	39
Tabela 11 Unidades em que por defeito os resultados dos estimadores vem indicados [69]. ..	58
Tabela 12 Resumo dos parâmetros usados nas várias simulações.	61
Tabela 13 Tabela resumindo as observações relativas às fluências de fotões e de neutrões esperadas obter a 200m (EAR-1) e 20m (EAR-2). Considera-se o intervalo de energia dos 20 meV-250 MeV.	68
Tabela 14 Valores de dose equivalente imediatamente após a irradiação do alvo com 7×10^{12} protões de momento 20 GeV/c.	74
Tabela 15 Débitos de dose em duas localizações diferentes do alvo de espalação, para diferentes períodos após irradiação do alvo.	77
Tabela 16 Radionuclidos produzidos que contribuem mais significativamente para a actividade total do alvo para cada período de tempo. A respectiva actividade e incerteza no calculo desta são também listados.	79
Tabela 17 Alguns dados relativos aos radionuclidos de maior actividade resultantes da espalação do alvo de chumbo por um feixe de protões de 20 GeV/c. Estes dados foram reirados de [74].	79

Lista de Figuras

Figura 1 Esquema da instalação nTOF do CERN, com o acelerador PS, responsável pelo feixe de protões, o túnel de cerca 200 m de comprimento, correspondente ao túnel de neutrões da área experimental 1. O zoom na fonte de neutrões é visto de cima.[3]	2
Figura 2 Esquema simplificado do alvo de espalação e do vaso contentor do Espectrómetro TOF do CERN.[2]	3
Figura 3 Esquema detalhado do alvo de espalação e respectivo vaso de contenção do Espectrómetro TOF do CERN.[2]	4
Figura 4 Esquema do túnel de neutrões da área experimental 1 do espectrómetro TOF do CERN.[4]	4
Figura 5 Uma imagem da área experimental 1, vista de cima, onde se pode observar o detector TAC que se encontra permanentemente no local. Observa-se também uma parte do tubo de neutrões.[5]	5
Figura 6 Amostra de Plutónio para estudo de secções eficazes de fissão.[5].....	6
Figura 7 Esquema (simplificado) de um detector micrómeas. O feixe a detectar ioniza o gás que preenche a primeira camara, sujeita um campo eléctrico. Os iões resultantes deste processo migram para uma segunda camara, separada da primeira por uma camada fina (micromesh), onde o sinal analógico (electrões) é amplificado e detectado por uma serie de 'grelhas' (cátodos).....	7
Figura 8 Fotografia de um PPAC. O feixe entra no detector por uma janela (d direcção indicada por <i>Neutron Beam</i> na figura) e atravessa o alvo (inserido no caminho do feixe pelo Plug-In Target). (retirado de[6]).	8
Figura 9 Vista de um dos hemisférios do detector TAC com o absorvedor de neutrões no centro, o revestimento (moderador) junto dos cristais (a preto) e o tubo de neutrões.[8]	9
Figura 10 Representação esquemática de um detector PPAC. A partícula a detectar atravessa o mesmo provocando ionizações no espaço entre cada prato.	10
Figura 11 Espectro em energia dos fotões instantâneos e retardados na área experimental 1.[4]	14
Figura 12 Fluência de neutrões por pulso de protões no alvo, obtida por simulação em FLUKA ,relativa aos neutrões nas áreas experimentais 1 e 2 [4].	16
Figura 13 Fotografias de diferentes compartimentos relativos à área experimental 1 [49].	21
Figura 14 Secção eficaz total do U-235 [53].....	26
Figura 15 Processo de interacção de espalação. [51]	30
Figura 16 Distribuição em massa dos produtos de fissão induzida por neutrões no uranio 235, para neutrões térmicos e neutrões de 14 MeV [52].....	32
Figura 17 Fração de neutrões instantâneos resultantes da fissão do uranio 235, por MeV de energia do neutrão incidente [53].	33
Figura 18 Coeficientes mássicos de atenuação de fotões em água em função da energia do fotão, para varias interacções [54].....	34
Figura 19 Esfera de volume V atravessado por uma fluência de partículas representadas pelas setas. De notar que para a determinação da fluência a direcção do feixe de partículas é indiferente.....	35

Figura 20 Valores de coeficientes de ponderação para neutrões de acordo com a recomendação ICRP 103, 2007 [59].	39
Figura 21 Esquema de divisão do intervalo entre 0 e 1 em sub-intervalos cujas amplitudes são proporcionais à probabilidade relativa da interacção correspondente.	43
Figura 22 Emissão isotrópica de fotões (setas azuis). Pretende-se conhecer a fluência de fotões segundo a direcção Z, onde se encontra um detector. Claramente os fotões que serão emitidos segundo Z são mais importantes para o calculo da fluência que os demais.	45
Figura 23 Esquema do processo de roleta russa [61].	46
Figura 24 Representação esquemática do processo de <i>splitting</i> [61].	47
Figura 25 Esquema do processo de <i>Weight Window</i> . É definida uma 'janela' de pesos referencia (w_U - limite superior, w_s - limite de sobrevivência e w_L - limite inferior). As partículas são submetidas a um processo de: <i>Splitting</i> ($w > w_U$), roleta ($w < w_L$) ou nenhum.	48
Figura 26 Vista frontal do alvo segundo um plano perpendicular ao feixe de protões incidente.	59
Figura 27 Alvo de espalação como apresentado pelo editor do FLUKA+FLAIR, esta vista corresponde a um corte vertical que passa pelo centro do alvo. O eixo Y corresponde à direcção vertical e o eixo dos Z corresponde à direcção horizontal.	60
Figura 28 Esquema do alvo e do ambiente envolvente utilizado nas simulações. As regiões identificadas como DET1 e DET2, correspondem às regiões onde as fluências foram calculadas segundo as direcções de EAR-1 e EAR-2, respectivamente.	62
Figura 29 Espectro em energia (GeV) da fluência dos neutrões junto do alvo segundo a direcção da EAR-1.	63
Figura 30 Espectro em energia (GeV) da fluência de fotões junto ao alvo segundo EAR-1.	64
Figura 31 Espectro em energia da fluência de neutrões próximo do alvo segundo a direcção da EAR-2.	65
Figura 32 Espectro em energia da fluência de fotões próximo do alvo segundo a direcção da EAR-2.	65
Figura 33 Espectros em energia das fluências de neutrões junto ao alvo segundo as direcções da EAR-1 (AEX1) e EAR-2 (AEX2) sobrepostas.	66
Figura 34 Espectros em energia das fluências de fotões (gamas) junto ao alvo segundo as direcções da EAR-1 (AEX1) e EAR-2(AEX2) sobrepostas.	66
Figura 35 Valores de fluência de neutrões extrapolados para 200 m (relativo a EAR-1, identificada como AEX1) e 20 m (relativo a EAR-2, identificada como AEX2).	67
Figura 36 Valores de fluência de fotões extrapolados para 200 m (relativo a EAR-1) e 20 m (relativo a EAR-2).	68
Figura 37 Incertezas relativas associadas às medições de fluência de neutrões na eminencia do alvo segundo a direcção da EAR-1.	69
Figura 38 Incertezas relativas associadas às medições de fluência de fotões na eminencia do alvo segundo a direcção da EAR-1.	70
Figura 39 Incertezas relativas associadas às medições de fluência de neutrões na eminencia do alvo segundo a direcção da EAR-2.	70
Figura 40 Incertezas relativas associadas às medições de fluência de fotões na eminencia do alvo segundo a direcção da EAR-2.	71

Figura 41 Mapa de fluência dos fótons segundo um plano transversal do alvo de espalação, em unidades de cm^{-2} por impulso de 7×10^{12} prótons. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.	72
Figura 42 Mapa de fluência (cm^{-2}) dos neutrões. É apresentado um corte transversal do alvo de espalação. O feixe incide pela esquerda. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.	73
Figura 43 Mapa de Dose equivalente segundo um corte transversal do alvo (direcção Z segundo a horizontal e Y segundo a vertical). As doses vem em unidades de mSv/impulso de 7×10^{12} prótons incidentes.	74
Figura 44 Mapa de débito de dose equivalente, em unidades de mSv/h, após uma hora desde a irradiação do alvo de chumbo com um feixe de 7×10^{12} prótons de 20 GeV/c. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.	75
Figura 45 Mapa de débito de dose equivalente, em unidades de mSv/h, um dia depois da irradiação do alvo de chumbo com um feixe de 7×10^{12} prótons de 20 GeV/c. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.	75
Figura 46 Mapa de débito de dose equivalente, em unidades de mSv/h, uma semana depois da irradiação do alvo de chumbo com um feixe de 7×10^{12} prótons de 20 GeV/c. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.	76
Figura 47 Mapa de débito de dose equivalente, em unidades de mSv/h, um mês depois da irradiação do alvo de chumbo com um feixe de 7×10^{12} prótons de 20 GeV/c. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.	76
Figura 48 Tabela de isótopos (Z na horizontal, A na vertical) resultantes de se fazer incidir um feixe de prótons num alvo de chumbo. Indica-se a quantidade de isótopos produzidos.	78
Figura 49 Tabela de isótopos resultantes de se fazer incidir um feixe de 7×10^{12} prótons de momento 20 GeV/c no alvo de espalação de chumbo. Na horizontal indica-se o número atómico e na vertical o número de neutrões Indica-se a quantidade de isótopos produzidos.	79

Parte I - O Espectrómetro TOF

O espectrómetro TOF ('Time of Flight'¹), encontra-se localizado nas instalações do CERN (Laboratório Europeu de Física de Partículas) em Genebra, Suíça. Teve a sua origem numa proposta do Físico Carlo Rubbia² que pretendia fazer uso de um túnel já existente com cerca de 200 m de comprimento perto do acelerador PS ('Proton Synchrotron'). Em 1999 foi apresentada uma proposta detalhada sobre o projecto pela colaboração nTOF constituída por um conjunto de cientistas de vários Países e instituições internacionais [1].

Um feixe pulsado de 7×10^{12} protões de momento 20 GeV/c, fornecidos pelo acelerador PS ('Proton Synchrotron') em ciclos de 1.2 s ou múltiplos deste tempo, incide num alvo pesado de chumbo num impulso de cerca 7 ns de duração, produzindo por reacções de espalação, neutrões numa vasta gama de energias que se estende dos meV até aos GeV.

Parte dos neutrões assim gerados, segundo a direcção do feixe incidente, viaja durante cerca de 185 metros no interior de um tubo que inclui um sistema de colimadores e por um dipolo de varrimento para eliminar partículas carregadas, até atingirem a área experimental 1 (EAR-1).

O espectrómetro funciona segundo a técnica de tempo de voo e oferece excelentes condições para medir secções eficazes de interacção de neutrões com maior exactidão, numa vasta gama de energias e para uma vasta gama de nuclidos (actinídeos, materiais estruturais, etc.) do que outras instalações já existentes. Entre as suas características destacam-se a excelente resolução em energia, consequência do logo tempo de voo, bem como o facto de ser utilizado um feixe de protões tão intenso e curto, tornando possível o estudo de isótopos ainda não estudados até à data. Entre as secções eficazes medidas contam-se principalmente secções eficazes de captura neutrónica e fissão induzida por neutrões para serem usadas em ADS e Astrofísica nuclear entre outras.

O espectrómetro está em operação desde 2001, tendo já sido efectuadas duas campanhas experimentais (nos períodos 2001-2004 e 2009-2011), que permitiram a medição de várias secções eficazes (ver Tabela 4 e Tabela 5).

Adicionalmente à área experimental 1 encontra-se actualmente em construção uma segunda área experimental (EAR-2) situada 20 m acima do alvo, na direcção perpendicular à direcção do feixe de protões. Esta segunda área experimental estará concluída durante 2014, prevendo-se para o final de 2014 o reinício das actividades do espectrómetro numa terceira campanha de medições, com utilização conjunta de ambas as áreas experimentais.

Descrição da instalação

Nesta secção apresenta-se uma descrição das componentes do espectrómetro, a saber:

- Feixe de protões acelerado no PS
- O alvo de espalação, de chumbo

¹ Tempo de Voo

² Laureado com o prémio Nobel da Física em 1984 pela descoberta dos bosões W e Z, juntamente com Simon van der Meer, e antigo director geral do CERN no período 1989-1993.

- Dois tubos de neutrões (no interior dos quais se propagam os feixes de neutrões) e
- Duas áreas experimentais 1 e 2 onde se encontram:
 - Os sistemas de detecção para medir as secções eficazes de interacção de neutrões e
 - As amostras dos materiais cujas secções eficazes se pretende medir.

Uma descrição detalhada do mesmo pode ser consultada no relatório técnico indicado na referência [2]. Na Figura 1 pode-se ver um esquema das diversas componentes do espectrómetro (não se encontra representada a segunda área experimental, em construção):

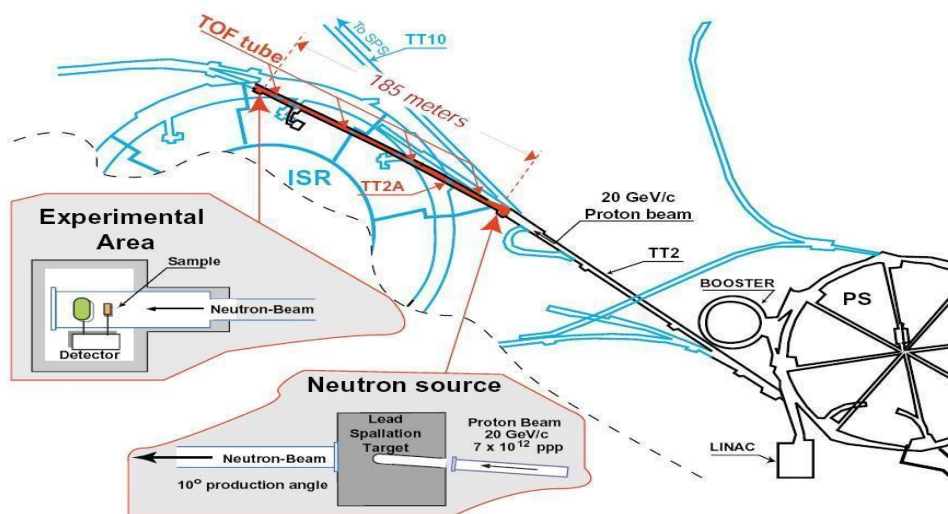


Figura 1 Esquema da instalação nTOF do CERN, com o acelerador PS, responsável pelo feixe de protões, o túnel de cerca 200 m de comprimento, correspondente ao túnel de neutrões da área experimental 1. O zoom na fonte de neutrões é visto de cima.[3]

Seguidamente indica-se em mais detalhe cada um dos componentes que integram o espectrómetro.

O feixe de protões

O feixe de protões que incide no alvo é um feixe de 7×10^{12} protões de momento 20 GeV/c, os quais são entregues em impulsos com duração de 7 ns. O acelerador PS responsável por entregar o feixe no alvo, tem um ciclo de 1,2 s de duração, permitindo desta forma entregar um impulso de protões a cada 1,2 s ou em intervalos de tempo múltiplos deste, num de dois modos: dedicado ou parasita.

No modo dedicado, o acelerador é usado exclusivamente para entregar os protões ao alvo de espalção do espectrómetro TOF, conseguindo-se a intensidade de 7×10^{12} protões com momento de 20 GeV/c.

No modo parasita, o acelerador é usado para entregar protões ao alvo do espectrómetro bem como ao “East Hall” (outra área experimental do CERN). O acelerador PS tem capacidade para acelerar até um total de 3×10^{13} protões por ciclo, pelo que se torna possível, durante a fase de injeção lenta do “East Hall”, quando os protões se encontram no plateau dos 19 GeV/c,

extrair uma fracção de cerca 3.5×10^{12} protões e entrega-los ao alvo do espectrómetro, permitindo desta forma um uso paralelo do espectrómetro com as instalações do “East Hall”.

Em ambos os casos o feixe de protões possui forma gaussiana com uma secção vertical $\sigma_v = 22.4$ mm e horizontal $\sigma_h = 31.2$ mm, e incide no alvo numa área com cerca 8×5 cm² (4σ).

Alvo de Espalação

O alvo de espalação durante a primeira campanha experimental (2001-2004) consistiu num bloco paralelepípedo com dimensões 40x80x60 cm³. No entanto, durante a segunda campanha experimental (2009-2011) optou-se por recorrer a uma geometria nova para o alvo de espalação, a qual se pretende continuar a usar na terceira campanha experimental.

A nova geometria do alvo de espalação consiste assim num cilindro de chumbo, de elevada pureza (99,999%), de diâmetro 60 cm e comprimento 40 cm, colocado num vaso contentor com a mesma forma mas raio e comprimento superiores, feito de uma liga de alumínio AW 5083 H111, usado como primeiro contentor da água de arrefecimento. Este vaso contentor divide-se em duas secções sendo que o alvo é colocado na primeira secção e então rodeado de água desmineralizada. A segunda secção do contentor, que corresponde igualmente à janela de saída de neutrões, tem cerca de 5 cm de comprimento³ sendo reforçado por um sistema de grelhas e que pode ser preenchido por água desmineralizada ou água borada, contendo uma concentração de 1,28% de ácido bórico(H₃BO₃).

Um esquema simplificado do alvo de espalação e do vaso de contenção encontra-se na Figura 2, enquanto que uma representação mais detalhada das diversas componentes do alvo pode ser visto na Figura 3.

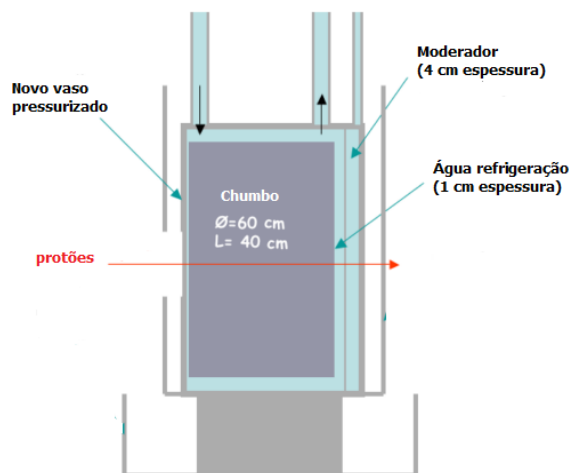


Figura 2 Esquema simplificado do alvo de espalação e do vaso contentor do Espectrómetro TOF do CERN.[2]

³ A secção tem uma espessura total de 5 cm, no entanto é usada para introduzir uma camada de água(moderador) adicional com uma espessura de 4 cm. A diferença corresponde à espessura das paredes da secção.

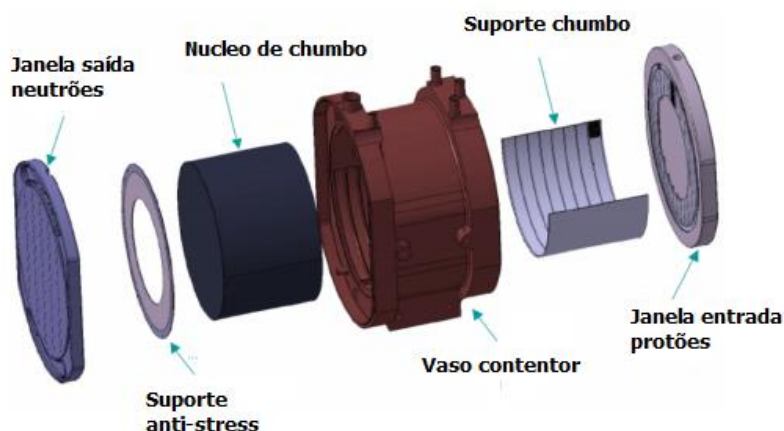


Figura 3 Esquema detalhado do alvo de espalação e respectivo vaso de contenção do Espectrómetro TOF do CERN.[2]

O tubo de neutrões

O tubo de neutrões, instalado num túnel com cerca de 185 metros de comprimento, liga o alvo de espalação à área experimental 1 e no seu interior propagam-se os neutrões produzidos por espalação no alvo até incidirem na amostra colocada na área experimental. O tubo de neutrões começa imediatamente a seguir ao alvo, estando separado deste por uma janela de liga de alumínio (AA 6082) com 1,6 mm de espessura. Este tubo de neutrões possui uma inclinação (na projecção horizontal) de 10° relativamente à direcção do feixe de prótões, para limitar a contaminação da linha do feixe de neutrões com outras partículas indesejáveis (hadrões, fótons, etc.) produzidas no alvo de espalação. Adicionalmente, o próprio túnel apresenta um declive de cerca 1.16% e subdivide-se em 4 secções, de características distintas.

Dois colimadores e um dipolo de varrimento (*sweeping magnet*) colocado a cerca 150 m do alvo, permitem colimar o feixe de neutrões e eliminar partículas carregadas que viajam associadas ao feixe de neutrões. Na área experimental 1 realizam-se medições de secções eficazes para energias da ordem 1eV-250 MeV.

Uma representação esquemática do túnel de neutrões encontra-se na Figura 4.

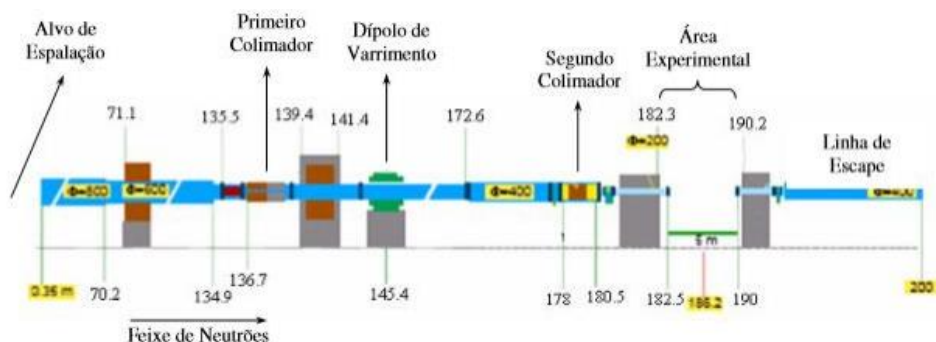


Figura 4 Esquema do túnel de neutrões da área experimental 1 do espectrómetro TOF do CERN.[4]

Na Tabela 1 resumem-se as características de cada secção do tubo.

Sector	diâmetro	Comp.	colimadores
1º Sector	80 cm	70 m	Não tem
2º Sector	60 cm	65 m	Não tem
3º Sector	40 cm	45 m	• (136 m) D=11,5 cm , 1m Ferro + 1 m Cimento ; • <i>Sweeping Magnet</i> (2 m) ; • (178 m) D = 1,8 cm , 50 cm Polietileno (5 % Boro) + 125 cm Fe + 75 cm Polietileno (5 % B) ;
4º Sector	20 cm	Até A. Exp.	Não tem

Tabela 1 - Resumo das características, respectivas a cada uma das 4 secções, em que o túnel de neutrões, relativo à área experimental 1, se encontra dividido.

Área Experimental 1 (EAR-1)

A área experimental 1 encontra-se a cerca de 185 m do alvo de espalação sendo o local onde as amostras e os detectores são colocados (ver Figura 5).

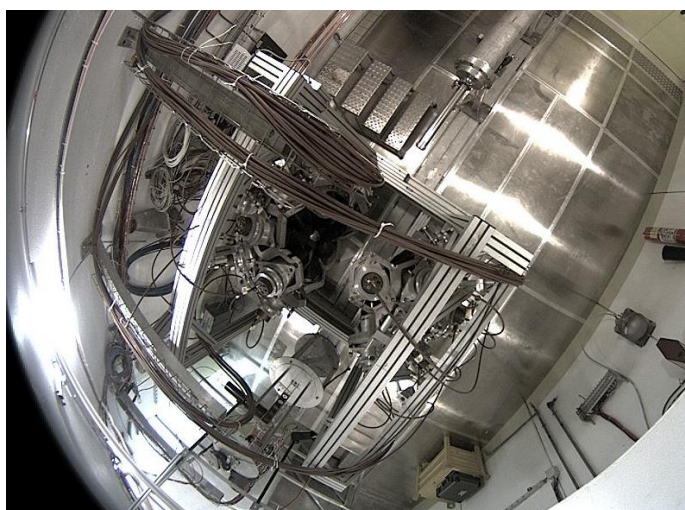


Figura 5 Uma imagem da área experimental 1, vista de cima, onde se pode observar o detector TAC que se encontra permanentemente no local. Observa-se também uma parte do tubo de neutrões.[5]

Nesta área experimental encontram-se os seguintes detectores e sistemas de detecção:

- Um calorímetro TAC, de fluoreto de bário (BaF₂) envolvendo a amostra, para medir os fótons resultantes das interações de captura neutrónica
- Opcionalmente, detectores C₆D₆ para medir os fótons resultantes das interações dos neutrões com a amostra em interações de captura neutrónica
- Opcionalmente, detectores PPAC e FIC para medição dos fragmentos de fissão resultantes de interações de fissão por neutrões
- Um tubo de escape alinhado com o tubo de neutrões permite evitar a retro dispersão dos neutrões para a amostra

- Os detectores usados para monitorização do feixe, os quais são transparentes aos neutrões. Entre os detectores de monitorização contam-se
- 2 detectores MGAS (micrómegas) , um com de ^{235}U e outro com ^{10}B , para determinar as dimensões, intensidade e a posição do feixe de neutrões e
- 4 detectores silício que permitem verificar a estabilidade temporal da intensidade do feixe de neutrões.

As fluências de neutrões conseguidas são da ordem dos 10^5 neutrões/cm² por impulso, num intervalo de energias dos 25 meV a 250 MeV. O baixo *duty cycle* de duração de ciclo de 1,2s (ou múltiplo deste) é indicado para medir amostras radioactivas conseguindo-se obter uma boa resolução de energia da ordem de $\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-4}$ (na região de interesse).

As amostras

Devido aos elevados fluxos de neutrões obtidos na área experimental, bem como ao reduzido “background”⁴, torna-se viável o uso de amostras de pequena dimensão (as amostras tem dimensões típicas de uma moeda).

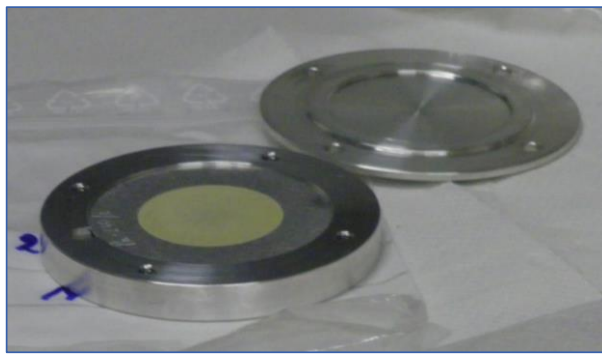


Figura 6 Amostra de Plutónio para estudo de secções eficazes de fissão.[5]

Amostras de massa reduzida são uteis para as medições de secções eficazes de interacção de neutrões em isótopos radioactivos de elevada actividade especifica, cuja actividade intrínseca contribui para o ruído de fundo.

Detectores

Dependendo das funções, recorrem-se a três tipos de detectores:

- detectores sensíveis a neutrões, para monitorar o feixe;
- detectores sensíveis a iões pesados para medições envolvendo reacção (n,f);
- e detectores sensíveis a radiação gama, necessários para medir capturas ou reacções (n,xn).

Para isso recorrem-se a vários processos de detecção, consoante as interacções que se pretendem medir. Seguidamente indicam-se resumidamente dois processos pelos quais as medições em nTOF são conseguidas. Posteriormente são apresentados os detectores

⁴ Fotões gamas devido a causas tais como actividade da amostra ou gamas resultantes da espalção no alvo e que acompanham o feixe de neutrões.

utilizados na monitorização do feixe e na medição de eventos de captura e de fissão. Para uma consulta mais detalhada sobre as técnicas experimentais envolvidas recomenda-se o relatório das actividades experimentais indicado na referência 4.

Processo de detecção de neutrões

Os neutrões são partículas sem carga, que não interagem com campo de Coulomb, de maneira que a sua detecção terá de ser conseguida por meio de reacções nucleares. Exemplos destas reacções são:

- $n + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + t + 4.782 \text{ MeV}$
- $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li} + 2.790 \text{ MeV}$

Estas reacções em particular são exotérmicas apresentando elevadas secções eficazes de captura, podendo ocorrer mesmo com neutrões térmicos. A detecção por sua vez é baseada na ionização provocada pelos produtos da reacção (α e t).

Este tipo de detecção é usada na monitorização do feixe por detectores de silício e contadores proporcionais durante a experiencia. São também usados juntamente com detectores micromegas (ver Figura 7) usados para monitorar o feixe no modo dedicado.

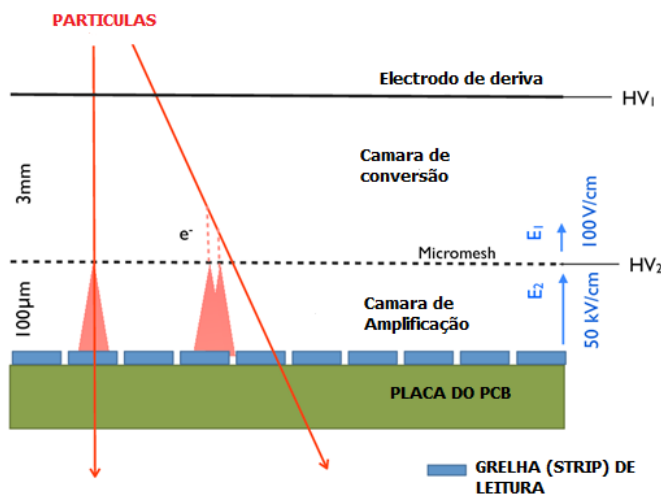


Figura 7 Esquema (simplificado) de um detector micromegas. O feixe a detectar ioniza o gás que preenche a primeira câmara, sujeita a um campo elétrico. Os íons resultantes deste processo migram para uma segunda câmara, separada da primeira por uma camada fina (micromesh), onde o sinal analógico (electrões) é amplificado e detectado por uma série de 'grelhas' (cátodos).

Fragmentos de fissão são detectados com recurso a câmaras de ionização ou detectores PPAC (*parallel plate avalanche counters*). Neste último caso consegue-se obter a distribuição espacial do fluxo.

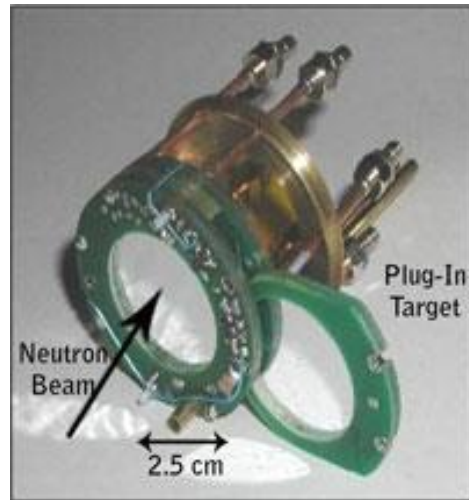


Figura 8 Fotografia de um PPAC. O feixe entra no detector por uma janela (direcção indicada por *Neutron Beam* na figura) e atravessa o alvo (inserido no caminho do feixe pelo Plug-In Target). (retirado de[6]).

As medições envolvendo dispersão elástica são realizadas por meio de ^4He e detectores micrómegas para obter o perfil do feixe.

Processo de detecção de radiação gama

A detecção de interações de captura neutrónica é conseguida através da detecção dos gamas provenientes da cascata de desexcitação nuclear resultantes. Uma vez capturado o neutrão, forma-se um núcleo composto, excitado. A desexcitação por sua vez pode ocorrer por varias transições de níveis energéticos (multiplicidade), resultando numa cascata de desexcitação, de onde resultam fotões de varias energias.

Para este tipo de detectores requer-se o conhecimento da sua eficiência bem como a rejeição do ruído de fundo, o qual deve ser bem conhecido ou que seja de tão baixo nível que permita a sua subtracção segura do sinal medido. Adicionalmente estes detectores devem apresentar muito baixa sensibilidade aos neutrões.

A solução para estes casos consiste na utilização de detectores que permitam cobrir o maior ângulo solido possível, aproximando a eficiência de detecção de 1, ou recorrendo a detectores pequenos mas de eficiência tão reduzida que apenas seja possível detectar 1 gama por cascata. Exemplos destes tipos de detectores são o TAC (elevada eficiência) e o C6D6^5 (baixa eficiência) que seguidamente se descrevem.

⁵ Em combinação com técnicas PHWT ('pulse height weighting technique'), a qual consiste numa modificação do software que permite assim alterar a resposta do detector aos fotões da cascata de maneira que a detecção destes é independente dos detalhes da cascata de desexcitação.

Detectores para medição de captura neutrónica e de fissão induzida por neutrões

Para a medição e secções eficazes de interacção dos neutrões com os átomos da amostra recorrem-se essencialmente a 2 tipos de detectores:

- os que detectam radiação gama resultantes de eventos de captura (TAC e C6D6)
- os que detectam fragmentos de fissão (PPAC).

Os do primeiro tipo funcionam através do princípio da deposição total da energia (TAC) ou por apresentar baixa eficiência (C6D6) em que detecta somente um fóton por cada cascata de desexcitação.

TAC – Total Absortion Calorimeter

O *Total Absorber Calorimeter* ou Calorímetro de Absorção total (ver Figura 9) é um detector de cintilação constituído por 42 secções dispostas concetricamente com a amostra. Estes detectores são constituídos de cristais de BaF₂ de geometria piramidal truncada que detectam fótons individuais originados na cascata da desexcitação nuclear resultante da captura neutrónica. São assim apropriados para registo de eventos de captura. Uma descrição mais detalhada do detector pode ser consultada (em inglês) na referência [7].

O princípio de detecção baseia-se na técnica de absorção total (cada cristal tem uma profundidade de 15 cm), o que juntamente com a cobertura de um angulo sólido de aproximadamente 4π e os detectores de elevada eficiência intrínseca que o compõem, tornam este detector indicado para medir amostras pequenas e/ou radioactivas.

O calorímetro TAC apresenta também baixa sensibilidade a neutrões oferecendo ainda boa resolução em energia e rapidez de resposta.

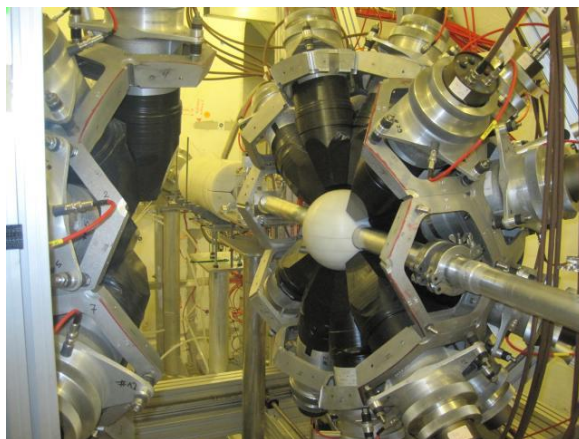


Figura 9 Vista de um dos hemisférios do detector TAC com o absorvedor de neutrões no centro, o revestimento (moderador) junto dos cristais (a preto) e o tubo de neutrões.[8]

Para diminuir a sensibilidade a neutrões, o detector TAC tem no seu interior uma concha de fibra de carbono dopada com ⁷Li para moderar por dispersão elástica e parcialmente por captura os neutrões emitidos e/ou dispersos e os cristais de BaF₂ estão envolvidos por uma fibra de carbono dopada com ¹⁰B para absorver os neutrões dispersos na amostra .

Durante a 1ª campanha experimental, o detector TAC foi usado para medir as secções eficazes de captura neutrónica nos seguintes isótopos: ^{233}U [9], ^{234}U [10], ^{237}Np [11], ^{240}Pu [11] e ^{243}Am . Por sua vez, durante a campanha experimental 2 (nos período 2010-2011), foram usados para medir ^{238}U , ^{241}Am e ^{243}Am [12].

Cintilador Líquido C6D6 para estudos de capturas

Os detectores C6D6 (também apresentados como K6D6) permitem o registo de interacções de captura neutrónica. Consistem em cintiladores líquidos que detectam os fótons gama resultantes das capturas neutrónicas [13].

Estes detectores tem no entanto sido preteridos relativamente ao uso do TAC.

PPAC

A detecção dos fragmentos de fissão produzidos por interacções de fissão induzida por neutrões é conseguida por intermédio de detectores PPAC (*parallel plate avalanche counter*) extensivamente descritos nas referencias [3] e [14], os quais consistem em três cilindros paralelos entre si, sendo que dois são usados como cátodos enquanto o do meio serve como ânodo. Cada cilindro é feito de folhas de $1.5\ \mu\text{m}$ de mylar cobertas com $0.2\ \mu\text{m}$ de alumínio, estando cada cilindro separado por 3 mm, e cada cátodo dividido em *strips* de largura 2 mm. Cada uma destas *strips* esta ligada a um sistema de pins, à semelhança do que acontece com os MGAS, oferecendo assim uma detecção espacialmente discriminada. Cada espaço entre os eléctrodos é preenchido por 7mbar de isobutano. Um esquema do detector pode ser consultado na Figura 10.

Quando o fragmento da fissão incide nas folhas do detector ocorre ionização do gás no espaço entre cada cátodo/ânodo, com multiplicação dos electrões resultantes. Um sinal rápido com 9ns FWHM é desenvolvido no ânodo, enquanto que o disparo de cada grelha no cátodo é determinado pelo atraso entre os eléctrodos, sendo o tempo total de deriva na ordem dos 300 ns.

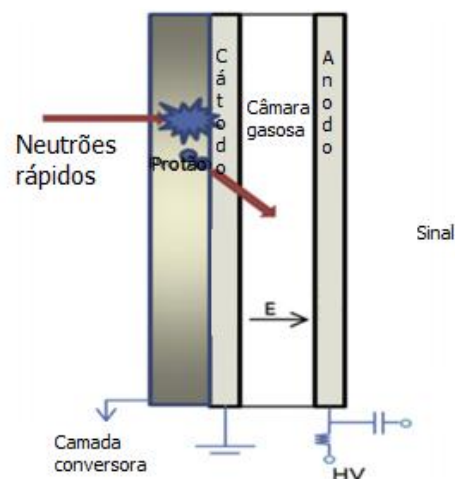


Figura 10 Representação esquemática de um detector PPAC. A partícula a detectar atravessa o mesmo provocando ionizações no espaço entre cada prato.

Deste modo consegue-se uma localização em X-Y com precisão inferior a 2 mm numa área activa de 20 cm x 20 cm.

São usados 10 PPAC empilhados, sendo que entre cada par de contadores é inserida uma amostra do material fissionável em amostras que não excedem 0.3 mg/cm^2 , de maneira a minimizar os efeitos de atenuação e paragem de fragmentos emitidos segundo ângulos muito abertos.

O feixe de neutrões atravessa o conjunto de detectores e respectiva amostra a analisar sem deteriorar estas devido à pouca quantidade de material. Os PPAC são então usados para seguir os fragmentos da fissão reconstruindo-se o ponto da reacção.

Conseguem determinar-se as distribuições espacial e energéticas do fluxo em termos absolutos, após a calibração com ^{235}U , para o qual são bem conhecidas as secções eficazes.

Detectores para monitorização do feixe

A monitorização do feixe é conseguida recorrendo-se a vários detectores, colocados em pontos chave para se poder traçar o perfil espacial e temporal do feixe.

Alinhamento do feixe

Estes detectores consistem em cilindros com 30 cm de comprimento, preenchidos com uma mistura gasosa de BF_3 a 0.8 atm, 80% enriquecido em ^{10}B . A ionização produzida no gás pelas partículas alfa e trítio é detectada com recurso a contadores proporcionais. São utilizados 3 destes detectores no *Beam Dump*⁶, o qual consiste num bloco de polietileno no final da linha de escape. A sua principal função é a monitorização online do alinhamento do feixe.

Monitores do feixe

Os detectores para monitorização do feixe consistem numa amostra de ^6Li com $500 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$ de espessura numa área de diâmetro 3 cm, sobre um substrato de $1,5 \text{ } \mu\text{m}$ de *mylar*, que é então colocado numa câmara de vácuo de fibra de carbono, colocado de maneira a que o feixe de neutrões o atravesse.

A espessura utilizada resulta de um compromisso entre taxa de contagens e atenuação de partículas alfa e trítio na amostra de ^6Li , sendo que também se pode usar uma amostra de ^{10}B .

Para a monitorização de partículas emitidas recorrem-se adicionalmente a 4 detectores deste tipo com substrato silício de $300 \text{ } \mu\text{m}$ de espessura.

Nos estudos de monitorização do feixe recorreram-se aos detectores de ionização PTB [15], SiMON [16], C6D6 [13] e finalmente detectores do tipo FIC (*Fast Ionization Chambers*) e PPAC (*Parallel Plate Avalanche Counter*) [17]. Um relatório contendo uma análise resumida da primeira fase (2001) pode ser consultada em [18].

Distribuição espacial

Para a monitorização espacial do feixe recorrem-se a detectores micrómeas, em que se cobre o eléctrodo superior com um conversor de ^6Li . As partículas alfa e trítio produzidos irão então

⁶ Estrutura no final da linha de neutrões usado para travar o feixe de maneira a evitar a retrodispersão deste para a amostra.

ionizar uma mistura de Ar (ou He) com 10% de C_4H_{10} a 1 atm, que preenche a câmara de ionização.

A distribuição dos tempos de chegada nas grelhas permite a reconstrução da trajetória do feixe a 1 dimensão, indicando o ponto da reação com uma precisão de 0.25 mm. Cada grelha do detector está ligada a um pré-amplificador, permitindo leitura individuais.

Este detector permite assim obter a projecção do feixe segundo a direcção ortogonal à grelhas.

DAQ

O sistema de aquisição de dados (DAQ, de '*Data Acquisition System*') baseado em conversores do tipo FADC (*Flash Analog to Digital Converters*), e não apresenta problemas de tempo morto (*dead time*).

O uso de Conversores FADC, permite um registo completo, com 8 bit à taxa de 1 GHz, da forma dos impulsos analógicos à saída dos sistemas de detecção. A elevada frequência de amostragem do sinal analógico e a correspondente digitalização permite um tratamento detalhado e a análise e reconstrução *offline* do sinal e das suas características (amplitude, tempo, forma do pulso, etc.) com grande exactidão.

A eliminação do tempo morto do sistema é conseguida através do armazenamento em *buffers* dos padrões relativos aos sinais durante a emissão dos neutrões (16 ms), enviando os dados para armazenamento (*mass storage*) no tempo restante. Finalmente, de maneira a reduzir a quantidade de dados a armazenar recorre-se a um algoritmo de supressão de zeros para reduzir o espaço requerido para armazenamento em disco.

Características do Espectrómetro

Entre as principais características que tornam o espectrómetro TOF do CERN, uma instalação de topo (*'premier facility'*) para a determinação experimental das secções eficazes de interacção de neutrões, destacam--se :

- elevada fluência instantânea de neutrões
- excelente resolução em energia
- baixas taxas de repetição (*'low duty cycle'*)
- longos caminhos de voo, cerca de 185 m
- baixo ruído de fundo
- larga gama de energias de neutrões (1 eV a 250 MeV)
- electrónica de topo, baseada em FADC, com elevadas taxas de amostragem

Os valores nominais para algumas das características acima especificadas encontram-se listadas na Tabela 2:

Gama de energia dos neutrões	meV - GeV
Largura do impulso	7 ns
Periodo do superciclos	14.4 s
Comprimento de voo	185 m (EAR-1)
	20 m (EAR- 2)
Resolução a 1 KeV	0.46E-3 (EAR-1)
Resolução a 100 keV	1.7E-3 (EAR-1)
Fluxo (n/cm ² /s)	~10 ⁵ (EAR-1)
Total de prótons entregues no alvo, por pulso	0.7x10 ¹³

Tabela 2 Algumas características do espectrómetro nTOF do CERN.

Resolução em energia

A resolução do espectrómetro é dada, em primeira aproximação, por (ver [4])

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \times \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2}$$

Os longos caminhos de voo (valores L grandes), o baixo ciclo de repetição ('*duty cycle*', que permite contagens para valores de t até cerca de 16 ms) com uma boa resolução espacial temporal e baixas incertezas (que se traduzem em pequenos valores de Δt e ΔL), contribuem para uma excelente resolução em energia.

Técnica do tempo-de-voo

Num espectrómetro do tipo tempo de voo, a energia dos neutrões é determinada indirectamente, medindo o tempo que os neutrões levam a chegar ao detector.

Quando o feixe de prótons incide no alvo, é activado um *trigger*, que constitui o sinal de referência e permite iniciar a contagem de tempo, e determinar o tempo de voo, até que um sinal seja detectado no detector. Esta medição de tempo de voo, no entanto, vem afectada de uma indeterminação relativamente a esse instante inicial, devido ao processo de moderação no alvo de espalçamento e na água do circuito de refrigeração associado, que impede que se conheça o instante exacto em que um dado neutrão iniciou o seu voo, desde que foi criado e abandonou o alvo, uma vez que este é espesso, não se podendo desprezar as suas dimensões.

A actual geometria do alvo resultou de um compromisso entre a indeterminação introduzida devido à espessura do alvo, e o ganho em neutrões, o qual é tanto maior quanto mais espesso for o alvo. Em condições em que o alvo seja infinito pode-se conseguir um ganho de cerca 840 neutrões por cada próton incidente de 20 GeV/c de momento.

Para diminuir a incerteza relativamente à determinação do tempo de voo deve utilizar-se um impulso de prótons o mais curto possível e um longo caminho de voo, como indicado pela expressão da resolução.

A correlação tempo de voo-energia é obtida através da expressão:

$$E = \left(\frac{72.2977 L}{t} \right)^2$$

Onde E vem dado em eV; t, o tempo de voo, é em μs ; e L, o comprimento do voo, vem em m. Esta expressão deriva das expressões clássicas para energia cinética, tomando a massa do neutrão em MeV. Contudo, no domínio relativista (para energias superiores a keV) convém usar correcções apropriadas à expressão, ou a expressão relativista.

Background

O background observado na área experimental deve-se aos fotões resultantes do processo de espalação (fotões ‘instantâneos’) e de reacções de capturas no moderador (fotões ‘retardados’). Ambos atingem a área experimental possuindo um espectro de fluência próprio.

Os espectros típicos apresentam-se na Figura 11, extraídos do relatório indicado na referencia [4], o qual apresenta um estudo computacional alargado do desempenho do espectrómetro já com o novo alvo. Relativamente aos fotões estes cobrem uma gama de energias dos keV até aos GeV.

Em contraste, o espectro dos fotões retardados, já apresenta picos característicos das reacções de captura do ^{27}Al (7,7 MeV) e do hidrogénio (2,2 MeV); bem como da aniquilação de pares (511 KeV) e da reacção $^{10}\text{B}(n,\text{alfa})^7\text{Li}$, nos 478 KeV.

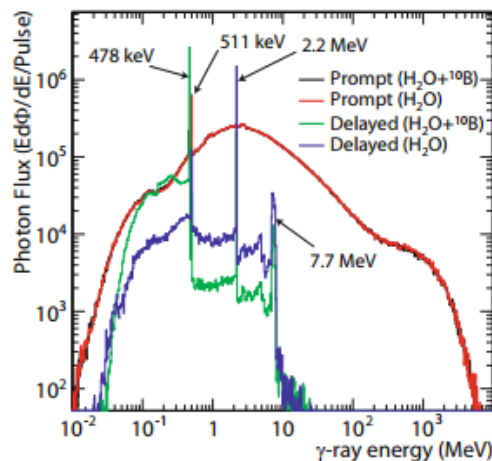


Figura 11 Espectro em energia dos fotões instantâneos e retardados na área experimental 1.[4]

Destaca-se o efeito da água borada no espectro dos fotões retardados, o qual apresenta uma atenuação no pico de captura devido ao ^1H (2.2 MeV) com aumento do pico relativamente à absorção do ^{10}B (478 keV).

Esta configuração, permite assim reduzir em uma ordem de grandeza o pico de 2.2 MeV, o qual impunha limitações ao poder de detecção de alguns detectores como K6D6 [19] e [20].

'Gamma flash'

O '*gamma flash*' corresponde a um fluxo enorme de fótons produzidos no alvo de espalçamento que alcançam a área experimental cerca de 620 ns após a incidência do feixe de prótons.

O efeito do '*gamma flash*' na electrónica do sistema de aquisição traduz-se na saturação dos detectores, deixando-os 'cegos' e sem poder de resposta durante um intervalo de tempo de alguns μ s.

Este intervalo de tempo em que o detector está saturado, traduz-se num valor de corte nas energias mais elevadas dos neutrões que se podem detectar (relembre-se a relação energia-tempo) . Assim, ao impedir medições nos primeiros instantes da detecção, insere-se um limite nas energias máximas possíveis de detectar.

Área experimental 2 (EAR-2)

A segunda área experimental situar-se-á 20 m acima do alvo, segundo a perpendicular à direcção do feixe de prótons incidente e do plano horizontal. A sua localização mais próxima que a primeira área experimental, permitirá explorar uma maior fluência de neutrões e a uma menor fluência de fótons ('*background*').

Esta área permitirá assim a utilização de amostras de massa da ordem dos mg, o que permitirá estudar amostras de elevada actividade específica; o estudo de isótopos com secções eficazes pequenas, oferecendo uma melhor razão sinal-ruído; bem como medições com tempo de voo mais curto favorecendo melhores estatísticas. Finalmente abrirá novas possibilidades na gama de energia dos 10 MeV.

Algumas medições previstas para esta área experimental são:

- Secções eficazes de captura de isótopos $^{239,240}\text{Pu}$
- Medição da secção eficaz da reacção $^{25}\text{Mg}(n,\alpha)^{22}\text{Ne}$
- Captura e fissão do ^{238}Pu e ^{244}Cm
- Captura e fissão do ^{245}Cm
- Medição das secções da reacção (n,xn) para núcleos pesados
- Secção Fissão do ^{230}Th
- Medição da secção eficaz de captura neutrónica do ponto de ramificação (*branching point*) no s-process relativo ao isótopo ^{79}Se
- Secção eficaz e distribuição angular de fragmentos da fissão induzida por neutrões do ^{232}U

Um dos desafios com respeito a uma instalação vertical envolverá o projecto e configuração do '*Beam Dump*', de maneira a otimizar os resultados sem introduzir interferências devido a retro dispersão de neutrões ou fótons gama.

Um estudo mais detalhado da segunda área experimental, bem como uma comparação das performances esperadas para ambas as áreas experimentais, pode ser consultado na

referencia[21], sendo apresentando um breve resumo das conclusões obtidas na secção seguinte.

Performance das Áreas experimentais

Um primeiro estudo relativamente à segunda área experimental (EAR-2) pode ser consultado nas referencias [4] e [21] em que é possível verificar a vantagem da utilização conjunta de ambas as áreas experimentais.

Na Figura 12, retirada da referencia [4] apresentam-se alguns espectros das fluências de neutrões, fótons instantâneos e resoluções referentes a ambas as áreas.

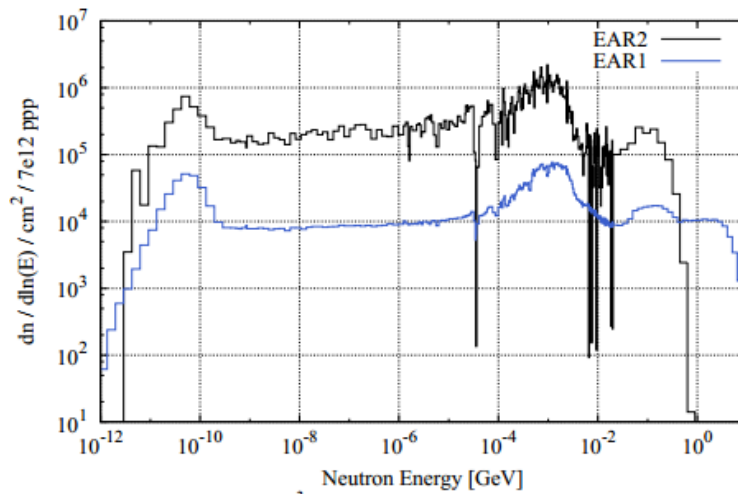


Figura 12 Fluência de neutrões por pulso de prótons no alvo, obtida por simulação em FLUKA ,relativa aos neutrões nas áreas experimentais 1 e 2 [4].

Energy Interval	EAR-2 n / cm ² / pulse	Statistical uncertainty [%]	EAR-1 n / cm ² / pulse	Statistical uncertainty [%]	Gain
0.02 – 10 eV	1.64e6	2.0	1.07e5	0.2	15.4
10 eV – 1 keV	1.07e6	1.4	3.98e4	0.3	26.8
1 keV – 100 keV	1.36e6	1.3	5.02e4	0.2	27.0
0.1 – 10 MeV	3.00e6	0.9	1.76e5	0.1	17.1
10 – 200 MeV	4.78e5	2.0	4.15e4	0.3	11.5
Total range (0.02 eV - 200 MeV)	7.54e6	0.6	4.14e5	0.08	18.2

Tabela 3 Fluência integrada dos neutrões para a área experimental 1 e 2 para diferentes intervalos de energia [4].

Aplicações

As medições efectuadas no espectrómetro TOF prendem-se essencialmente com a determinação de secções eficazes de fissões induzidas por neutrões e de captura neutrónica, de relevância para domínios tais como tecnologias nucleares e astrofísica, entre outras.

Algumas das aplicações a que se destinam as secções eficazes previamente referidas são:

- O projecto de sistemas ADS [22] e [23], para a transmutação de actínidos e produtos de fissão de elevada radiotoxicidade gerados nos reactores nucleares;
- Em astrofísica nuclear [24], para explicar os processos físicos e as reacções envolvidas na nucleossíntese dos elementos mais pesados que o ferro;
- Para Física básica [25] , pelo estudo de ressonâncias (níveis) de energia dos núcleos excitados em energia próximas das energias de ligação, bem como estudos relativos a PSF (*'Photon Strength Function'*) [26].

De referir que as actuais bibliotecas de dados de secções eficazes (JEFF, ENDF, JENDL [27] para tecnologias nucleares e KaDoNiS [28] para astrofísica) já permitem fazer estudos conceptuais aplicados, por exemplo, em sistemas do tipo ADS. No entanto, para implementação os dados existentes carecem de informação mais detalhada ou relativa a certos isótopos.

Uma lista de isótopos necessários encontra-se apresentada pela Agencia de Energia Nuclear na sua *High Priority Request List* [29], mas também em *'papers'* sobre dados necessários para a Fusão [30] e astrofísica [31].

ADS (transmutação, ciclo do combustível)

Um sistema ADS , em resumo, é um sistema que utiliza um reactor em condição de sub-criticidade permitindo a transformação de resíduos nucleares (actínidos e produto de fissão) de elevada radiotoxicidade e com longos tempos de semivida em nuclidos de menores tempo de semivida e de reduzida ou inexistente radiotoxicidade. Para atingir o objectivo da transmutação, os resíduos radioactivos devem ser submetidos num ADS a elevados fluxos de neutrões que potenciam por cadeias de reacções nucleares de captura e/ou fissão a sua transmutação em elementos menos radiotóxicos ou com tempos de semivida inferiores.

Principio de funcionamento de um reactor ADS

Num reactor do tipo ADS, emprega-se um acelerador linear de protões para gerar um feixe de protões com energias tipicamente entre 600 MeV e 1 GeV, com intensidade de corrente de vários miliampere. Este feixe incide num alvo de espalação, de número atómico elevado, produzindo, nestas condições, cerca de 15 neutrões por GeV do protão incidente. Estes neutrões irão irradiar um núcleo em regime subcrítico contendo actínidos menores a transmutar permitindo deste modo a redução do volume de resíduos radio tóxicos de longa vida, facilitando o seu armazenamento e tratamento.

A transmutação dos actínidos ocorre por indução da fissão destes com neutrões (actínidos com número de neutrões impar, $^{233,235}\text{U}$ e ^{239}Pu) ou por intermédio de captura neutrónica com neutrões que leva a formação de nuclídeos cindíveis na região dos térmicos (alguns actínidos com número de neutrões par, como por exemplo, ^{232}Th e o ^{238}U).

Astrofísica Nuclear e Nucleossíntese

Na área da nucleossíntese de elementos de $A > 60$, o conhecimento de secções eficazes de captura neutrónica torna-se essencial, visto que segundo os modelos actuais esta é realizada através de uma competição entre dois processos: decaimento beta e captura neutrónica.

A ocorrência de um ou de outro processo é de natureza estocástica sendo a probabilidade de captura conseguida através da secção eficaz de captura.

As secções eficazes medidas em nTOF tornam-se assim uteis em astrofísica [32], com aplicações no estudo do *s-process* [33], por exemplo.

Modelo do Big Bang

O modelo cosmológico padrão define os seguintes estágios de evolução do Universo:

1. Big Bang
2. Nucleossíntese primordial e formação atómica
3. Condensação galáctica
4. Nucleossíntese estelar e explosiva
5. Formação do sistema solar

O modelo actual baseia-se na Teoria da Relatividade Geral, em propriedades nucleares e das partículas e algumas extrapolações baseadas em hipótese razoáveis.

A dificuldade está em perceber a formação de elementos mais pesados. A síntese da maioria dos elementos com $A > 60$ tem sido atribuído primariamente a processos de captura neutrónica. O objectivo de modelar esses processos é perceber o modo detalhado como esses elementos são sintetizados bem como as condições astrofísicas em que se formaram. Estes modelos tem como input as secções eficazes como as que se tem medido em nTOF.

s-process

Este processo é caracterizado por a captura neutrónica ocorrer mais lentamente que o decaimento beta. Ou seja, ocorrem mais decaimentos que capturas, traduzindo-se num fluxo de reacções perto do vale de estabilidade. Está associado à queima estelar do Hélio, com densidades de neutrões baixas, resultando em capturas neutrónicas com períodos longos de tempo por captura que pode atingir períodos da ordem dos meses, bastante superiores aos períodos de desintegração beta típicos.

Determinando as secções eficazes de captura consegue-se determinar as abundancias de elementos criados por este processo responsável por criar cerca de metade das abundancias de elementos entre Fe e Bi. No entanto a precisão de como as secções eficazes são medidas tem impacto imediato nas abundancias resultantes, sugerindo assim a importância do espectrómetro TOF do CERN, de elevada precisão, para esta área.

r-process

O *r-process* ao contrário do *s-process* é caracterizado por capturas rápidas, isto é, capturas neutrónicas ocorrem mais vezes que desintegrações beta. É típico de condições explosivas como supernovas onde o fluxo de neutrões é elevado o suficiente para resultar em tempos de captura bastante inferiores à maioria dos tempos de decaimento. Devido a este facto, o fluxo de reacções ocorre afastando-se do vale de estabilidade, contribuindo assim, juntamente com o *s-process*, para as abundancias elementares após o pico do Ferro.

p-process

Um outro processo que permite complementar as abundancias elementares observadas é o *p-process*. Este processo ocorre com núclídeos ricos em protões e que por isso apresentam alguma blindagem aos dois primeiros processos. Este processo, típico de explosões supernovas, por sua vez, é baseado na fotodesintegração dos núclídeos.

Física Básica

Reacções induzidas por neutrões medidas com a técnica de tempo de voo formam uma ferramenta única para investigar estruturas nucleares em energias de excitação elevadas. Permitem observar níveis nucleares resolvidos revelados por ressonâncias nos resultados das reacções.

Esta informação pode ser complementada pela análise do espectro dos raios gama medidos correspondentes ao decaimento do núcleo composto, o qual também fornece informação acerca das probabilidades de transição abaixo da energia de separação.

Espectroscopia de ressonâncias nucleares é usada para obter informação crucial dos níveis de densidade na vizinhança da energia de ligação, i.e., a vários MeV acima do estado fundamental. Os níveis de densidades são importantes no cálculo de taxas de reacção nucleares, tendo aplicações em processos astrofísicos e em reactores nucleares baseados em reacções de fissão ou fusão.

Existe um grande número de modelos dos níveis de densidade, os quais são calibrados pelos níveis de densidade observados com ressonâncias neutrónicas.

Resumo

O espectrómetro nTOF permite efectuar a medição de dados de secções eficazes de captura neutrónica e de fissão induzida por neutrões, de relevância para diversos domínios científicos e aplicações tecnológicas:

- Com um nível de exactidão (3-5%) sem precedentes que não são possíveis de obter em outras instalações existentes
- Em gamas de energias onde tais dados são inexistentes e/ou as discrepâncias entre bibliotecas de dados são significantes.

Tais novas e mais exactas medições permitiram já e permitirão em futuras campanhas experimentais, melhorar a qualidade dos dados de secções eficazes existentes nas actuais bibliotecas de secções eficazes.

A colaboração n-TOF que opera o espectrómetro, consiste de mais de uma centena de investigadores e de mais de 40 instituições internacionais.

O espectrómetro possui características únicas e diferenciadas das demais instalações do tipo, graças à sua gama de energias que se estende dos meV até às centenas de MeV, ao elevado fluxo instantâneo de neutrões na área experimental, à excelente resolução em energia, ao baixo *'duty cycle'*, ao reduzido *'background'* que afecta as medições, à electrónica rápida do sistema de aquisição de dados (DAQ), sendo por isso indicado para medições de amostras radioactivas, e sendo constantemente melhorado no sentido de otimizar a sua função.

Possui varias dezenas de publicações e medições muito precisas.

Tem um programa experimental ambicioso e bastante alargado, incluindo medições de fissão PPAC e perspectivas de uma nova área experimental com novas condições de operação e novos casos físicos.

A Tabela 4 resume as edições eficazes já efectuadas durante a 1ª fase (2001-2004).

Fase I [34]		
Detector	Tipo de evento	isótopo
C6D6 [35] a [47]	captura	^{24,25,26} Mg, ⁵⁶ Fe, ^{90,91,92,93,94,96} Zr ¹³⁹ La, ¹⁵¹ Sm, ^{186,187,188} Os, ¹⁹⁷ Au, ^{204,206,207,208} Pb, ²⁰⁹ Bi e ²³² Th.
BF2 4π (TAC)	captura	¹⁹⁷ Au, ²³³ U, ²³⁴ U, and ²³⁷ Np, ²⁴⁰ Pu e ²⁴³ Am
FIC-0	fissão	²³² Th, ²³⁴ U, ²³⁵ U, ²³⁶ U, ²³⁸ U e ²³⁷ Np
ISSO-2919 referente FIC-1	fissão	²³³ U, ²³⁵ U, ²³⁸ Um ²⁴¹ Am, ²⁴³ Am e ²⁴⁵ Cm
PPAC	fissão	^{nat} Pb, ²⁰⁹ Bi, ²³² Th, ²³⁷ Np, ²³³ U, ²³⁴ U, ²³⁵ U, ²³⁸ U

Tabela 4 Isótopos e secções eficazes respectivas estudados durante a 1ª fase.

A Tabela 5 resume as medições de secções eficazes já efectuadas durante a 2ª fase (2009-2011).

Fase II [48]		
detector	tipo evento	isótopo
FIC-0	fissão	²³⁶ U,
FIC	Fissão	²⁴¹ Am
PPAC	Fissão	^{nat} Pb ²⁰⁹ Bi
	distr. Angular frag. Fissao	²³² Th, ²³⁴ U, ²³⁸ U
C6D6	Captura	^{54,56,57} Fe, ¹⁹⁷ Au, ^{24,25,26} Mg, ^{54,56} Fe, ^{58,62,63} Ni, ²⁴¹ Am, ²³⁶ U, ²⁴⁰ Pu, ^{92,93} Zr
	Captura radiactiva	²³⁸ U
MGAS	(n,alfa)	³³ S
	fissão	^{240,242} Pu
TAC	captura	^{241,243} Am, ^{233,235} U, ^{236,238} U,
Diamante	(n,alfa)	¹⁰ B, ⁵⁹ Ni

Tabela 5 Isótopos estudados e respectivas secções eficazes analisadas durante a 2ª campanha experimental.



Figura 13 Fotografias de diferentes compartimentos relativos à área experimental 1 [49].

PARTE II

Interacção da radiação com a matéria

A interacção da radiação com a matéria ocorre segundo vários processos dos quais resultam reacções atómicas ou nucleares com o meio. Se este for de origem biológica, a sua alteração poderá implicar mutações (alterações genéticas ao nível celular) ou alterações químicas do meio (hidrolise da água por exemplo) que por sua vez podem potenciar aparecimento de cancro e/ou interferir nas funções das células.

Para caracterizar a interacção da radiação com o meio, bem como os seus efeitos, definem-se varias quantidades como secções eficazes, as quais permitem inferir sobre a probabilidade de ocorrência de uma dada interacção.

Adicionalmente, definem-se quantidades radiométricas como a fluência e o fluxo, uteis para caracterizar campos de radiação, bem como quantidades grandezas dosimétricas tais como doses absorvidas, dose equivalente e dose efectiva (estas ultimas introduzindo coeficientes de ponderação próprios), para diferenciar o efeito biológico das mesmas considerando a radiosensibilidade de órgãos e tecidos, como adiante se explicará.

Nesta parte dar-se-á uma definição e descrição destas quantidades, assim como de tipos de interacções mais comuns detectadas no espectrómetro TOF do CERN.

Reacções nucleares com neutrões

Os neutrões são partículas sem carga com elevado poder de penetração na matéria. Por se tratarem de partículas neutras muita vez acabam por reagir com o núcleo directamente por várias maneiras.

Dependendo do tipo de reacção envolvida definem-se os seguintes tipos principais de secções eficazes de interacção de neutrões:

- Captura neutrónica, referente à captura do neutrão pelo núcleo;
- Fissão, referente à fissão do núcleo induzida pelo neutrão incidente;
- Dispersão elástica;
- Dispersão inelástica.

O tipo de reacção dependerá da energia do neutrão e do próprio núcleo, sendo a probabilidade de ocorrência de cada reacção dada pela secção eficaz correspondente, que adiante se definirá.

Conforme a energia dos neutrões estes podem ser categorizados (entre outras caracterizações, ver Tabela 6) como neutrões lentos, térmicos, epitérmicos, ou rápidos. Esta definição varia amplamente na literatura dependendo do tipo de estudos que se fazem.

Assim por exemplo, em estudos para reactores nucleares é comum considerarem-se neutrões com energia superior a 1 MeV de rápidos, no entanto, em física das altas energias, em aceleradores de partículas, tal valor é irrisório face às energias das partículas conseguidas.

Falando-se em neutrões rápidos (ou de elevada energia) quando estes tem energia superior a 1 GeV!

Contudo, as secções eficazes costumam ser medidas relativamente a fenómenos de interesse da física de reactores, pelo que uma classificação aceitável é:

Nome	Energias	Nome	Energias
Neutrões frios	< 0.025 eV	Neutrões lentos	1 eV – 10 keV
Neutrões térmicos	0.025-0.038 eV	Neutrões intermédios	10 keV – 1 MeV
Neutrões epitérmicos	0.038 – 1 eV	Neutrões rápidos	> 1 MeV

Tabela 6 Classificação de neutrões conforme as suas energias, conforme usados em reactores nucleares.

Destas categorizações uma das mais importantes é a relativa aos neutrões térmicos, correspondentes a energias da ordem 25 meV (relativa à temperatura ambiente ~300 K). Muitos fenómenos envolvendo reacções nucleares com neutrões ocorrem especialmente nesta região, como por exemplo a captura neutrónica (útil na transmutação de elementos) e/ou indução da fissão (útil em reactores nucleares de fissão).

Secção Eficaz de reacções nucleares induzidas por neutrões

Podem entender-se as secções eficazes de reacções nucleares, como um meio de calcular a probabilidade de uma certa reacção nuclear ocorrer, consista ela, na absorção da partícula incidente no núcleo alvo (contam-se nesta situação reacções de captura neutrónica, ou fissão do núcleo) ou na dispersão de uma partícula incidente pelo núcleo alvo (podendo esta dispersão ser do tipo elástico ou inelástico). Para cada caso, associa-se uma secção eficaz a qual é maior quanto maior a probabilidade de ocorrência da reacção correspondente.

Secções eficazes gerais comumente consideradas são:

- Secção eficaz de absorção, que considera todos os casos de absorção possíveis;
- Secção eficaz de dispersão, que considera todos os casos de dispersão possíveis (angulares, elásticas, inelásticas, etc);
- Secção eficaz total, que corresponde à soma das secções eficazes de absorção e de dispersão.

As secções eficazes por sua vez irão depender da energia da partícula (neste caso neutrão) incidente. Em nTOF, as secções eficazes mais frequentemente medidas são de reacções de captura neutrónica ou de fissão induzida por neutrões, numa gama de energias que vai dos neutrões térmicos (energia indicativa 25 meV) aos MeV.

Considere-se um feixe de partículas com fluência Φ , a qual corresponde ao número de partículas do feixe por área, a incidir numa folha fina de um qualquer material, com densidade ρ , e espessura dx . Seja este feixe bem colimado e fino.

O feixe incide numa área A da folha, encontrando um total de N núcleos na sua trajectória dado por,

$$N = \frac{\rho \cdot A \cdot dx}{M} N_A$$

Em que N_A é o número de Avogadro dado por $6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$.

É comum haver diversas interacções entre as partículas do feixe e os núcleos alvo, com diferentes taxas de ocorrências, a que se associam diferentes secções eficazes dependendo da frequência de interacções de um dado tipo, por partícula do feixe e por núcleo alvo.

Define-se, secção eficaz, σ , como

$$\sigma = \frac{\text{\#partículas que interagem}}{\text{\#total de partículas do feixe}} \cdot \frac{1}{\text{\# alvos}} = \frac{I}{\Phi} \cdot \frac{M}{A \cdot dx \cdot \rho} \cdot \frac{1}{N_{av}}$$

De onde é possível então calcular o número de interacções por alvo, I

$$I = \Phi \cdot \sigma \cdot N$$

Em que I é o número de interacções efectuadas, quando um feixe com fluência Φ , interage com um total de N núcleos alvo. Sendo a constante de interacção, σ , a secção eficaz da interacção I.

A equação acima também se pode reescrever como,

$$\frac{dI}{dt} = \frac{d\Phi}{dt} \cdot \sigma \cdot N = \Phi \cdot \sigma \cdot N$$

Em que, Φ é o fluxo do feixe (correspondente ao número de partículas do feixe incidente que atravessa uma dada área por segundo), e $\frac{dI}{dt}$ é a taxa de interacções por segundo.

As secções eficazes são comumente expressas em unidades de barn, em que $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. Tal unidade permite assim simplificar o calculo de interacções uma vez que as densidades atómicas costumam ser da ordem de 10^{24} partículas, permitindo trabalhar-se com valores mais directos e livres de factores exponenciais.

Alguns exemplos de secções eficazes de captura encontram-se na Tabela 7, que indica a secção eficaz de captura (com neutrões térmicos) de alguns isótopos bem como a energia libertada na reacção respectiva:

Núcleo alvo	Produtos	Reacção	Secção eficaz	Energia libertada
H	${}^2\text{H} + \gamma$	$\text{H}(n, \gamma) {}^2\text{H}$	0.33 b	2.22 MeV
${}^3\text{He}$	${}^3\text{H} + \text{p}$	${}^3\text{He}(n, \text{p}) {}^3\text{H}$	5330 b	765 keV
${}^6\text{Li}$	${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$	${}^6\text{Li}(n, \text{t}) {}^4\text{He}$	940 b	4.78 MeV
${}^{10}\text{B}$	${}^7\text{Li} + \alpha + \gamma$	${}^{10}\text{B}(n, \alpha) {}^7\text{Li} + \gamma$	3840 b	2.31 + 0.48 MeV
${}^{14}\text{N}$	${}^{14}\text{C} + \text{p}$	${}^{14}\text{N}(n, \text{p}) {}^{14}\text{C}$	1.70 b	626 keV
${}^{23}\text{Na}$	${}^{24}\text{Na} + \gamma + \gamma$	${}^{23}\text{Na}(n, \gamma) {}^{24}\text{Na}$	0.534 b	2.75 + 1.37 MeV
${}^{113}\text{Cd}$	${}^{114}\text{Cd} + \gamma$	${}^{113}\text{Cd}(n, \gamma) {}^{114}\text{Cd}$	21000 b	970 keV

Tabela 7 Secções eficazes de captura neutrónica para alguns isótopos.

Propriedades das Secções Eficazes de interação de neutrões

De maneira geral a variação com a energia do neutrão incidente da secção eficaz de interacção de neutrões apresenta uma forma semelhante à da Figura 14 caracterizada por:

- uma região a mais baixas energias do neutrão incidente em que a secção eficaz varia com v^{-1} , frequentemente designada 'região $1/v$ ';
- uma região de ressonâncias bem resolvida e discriminadas (RRR⁷);
- uma região para energias mais elevadas frequentemente referida por região de ressonâncias não resolvidas (URR⁸) após a região anterior .

Estas propriedades das secções eficazes é no entanto característica à maioria das interacções de neutrões com isótopos (havendo excepções).

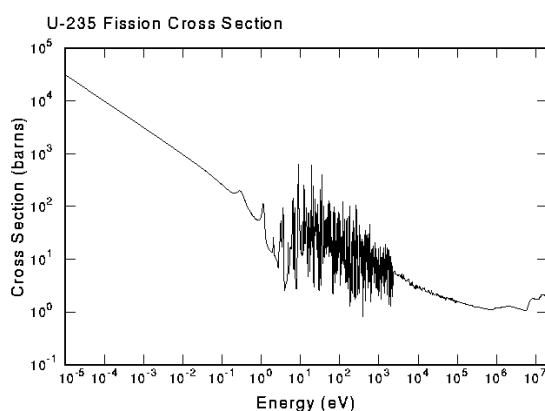


Figura 14 Secção eficaz total do U-235 [53].

A primeira parte do espectro refere-se normalmente a reacções de dispersão, não havendo formação de núcleo composto, mas somente interacção com o campo potencial. A zona intermédia, por sua vez, refere-se a reacções de absorção, e é indicativa da estrutura dos níveis de energia do núcleo, referindo-se a casos em que após a captura do neutrão pelo núcleo, este já possui energia suficiente para atingir um dos seus estados excitados. A região mais energética, refere-se também a uma região de ressonâncias, contudo são estados ressonantes não resolvidos, muito próximos entre si, que acabam por ter uma aparência pouco irregular.

Secção Eficaz Macroscópica

A quantidade σ , também chamada de secção eficaz microscópica, indica assim uma área de interacção que permite calcular qual a taxa de reacções induzidas pelos neutrões incidentes no alvo.

No entanto, é comum calcular-se a taxa de reacções por volume, r ,

$$r = \frac{dI}{dt \cdot dV} = \Phi \cdot \sigma \cdot n$$

⁷ RRR – Resolved Resonance Region

⁸ Unresolved Resonance Region

Que se reescreve como,

$$r = \Phi \cdot \Sigma$$

Em que Σ tem as unidades do inverso do comprimento [m^{-1}], e denomina-se secção eficaz macroscópica e exprime-se em unidades de m^{-1} . Sendo $n = \frac{N}{V}$ a densidade de partículas alvo,

$$\Sigma = \sigma \cdot n$$

Esta quantidade é também denominada coeficiente de interacção, o qual é usado para calcular a atenuação de um feixe ao atravessar um dado material.

Atenuação de um feixe de partículas neutras num material

Um feixe de partículas neutras, de intensidade I_0 ao atravessar um material de espessura dx , sofrerá o efeito da atenuação devido à dispersão de partículas do feixe ou sua absorção. A atenuação dependerá da energia das partículas incidentes, das propriedades do material atravessado e da sua espessura.

Assim, para o caso de um feixe monocromático e colimado, que atravesse uma folha fina (espessura dx) de um dado material, sofrerá uma atenuação, ao fim de ter percorrido uma distancia dl no material, dada por:

$$dI = -\mu \cdot I \cdot dl$$

De onde resulta por integração,

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

Em que, I_0 é a intensidade do feixe inicial, μ refere-se ao coeficiente de atenuação e x é a distancia percorrida no interior do material.

Os efeitos de absorção e/ou de dispersão sofridos pelo feixe, por espessura percorrida, é característico do material e é expresso no coeficiente de atenuação μ , o qual corresponde, quando considerados todas as interacções responsáveis pela atenuação, à secção eficaz macroscópica Σ , anteriormente referida. De notar que esta lei da atenuação é aplicável quer a feixes de neutrões como de fotões (partículas neutras).

Probabilidade de interacção

Para o cálculo de probabilidade de interacção, basta então conhecerem-se as secções eficazes para cada interacção, bem como a secção eficaz total, correspondente à soma de todas as secções eficazes de todas as interacções possíveis.

Assim,

$$P(\text{absorção}) = \frac{\sigma_{abs}}{\sigma_{TOT}}$$

Em que,

$$\sigma_{TOT} = \sum_i \sigma_i$$

E σ_i refere-se à secção eficaz de cada reacção i do tipo 'absorção'.

Livre percurso médio

Da mesma forma que se define secção eficaz, a qual traduz a probabilidade de uma dada interacção ocorrer, pode-se definir o livre caminho médio, o qual traduz a probabilidade de interacção ao longo de um caminho percorrido pela partícula, e que está associado a essa mesma interacção.

Esta quantidade fica definida pelo inverso da secção eficaz macroscópica,

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma}$$

que é o comprimento (valor médio) do percurso percorrido por uma partícula, entre duas interacções consecutivas, tendo as dimensões do comprimento.

Da mesma forma que se define secção eficaz total como:

$$\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s$$

também se define caminho livre médio total como:

$$\frac{1}{\lambda_t} = \frac{1}{\lambda_a} + \frac{1}{\lambda_s}$$

Reacções nucleares de espalação de neutrões

No processo de reacções nucleares de espalação, um feixe de partículas leves (neutrões, prótons, núcleos leves) de elevada energia, colide com um alvo de um material de elevado número atómico (por exemplo chumbo ou urânio). Devido à elevada energia do projectil não se forma núcleo composto, e a partícula interage individualmente com os nucleões constituintes do núcleo, resultando na emissão de mais nucleões ou fragmentos.

A espalação ocorre em dois estágios: cascata intranuclear e evaporação que se descrevem seguidamente. Entre os dois estágios também se costuma considerar uma fase de pré-equilíbrio.

O espectro de neutrões obtido tem energias desde os meV até a energia do feixe (várias centenas de MeV aos GeV), com máximo perto dos 2 MeV. O espectro de neutrões pode ser dividido em quatro componentes, conforme a origem dos neutrões: evaporação, cascata intranuclear, componente quasi-elástica (colisões periféricas em que um neutrão é emitido após uma colisão) e componente quasi-inelástica (análoga à anterior mas em que o nucleão é deixado excitado numa das energias da ressonância dos Δ).

Na espalação por um feixe de prótons observa-se a seguinte expressão duplamente diferencial para a secção eficaz, e que traduz o número de neutrões emitidos num dado angulo solido ($\Omega, \Omega+d\Omega$) com energia ($E, E+dE$). A expressão encontra-se dividida de modo a representar cada uma das componentes que constituem o espectro de neutrões :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = A_1 e^{\left(-\frac{E}{E_1}\right)} + \sum_{i=2}^3 A_i e^{\left(-\frac{E}{E_i}\right)} + A_{el} e^{\left[-\left(\frac{E-E_{el}}{W_{el}}\right)^2\right]} + A_{inel} e^{\left[-\left(\frac{E-E_{inel}}{W_{inel}}\right)^2\right]}$$

em que os parâmetros na expressão correspondem a parâmetros relativos à evaporação, cascata intranuclear, colisões quasi-elástica e colisões quasi-inelásticas.

Da conservação da energia e do momento linear, resulta que no processo de espalçamento os neutrões mais energéticos são emitidos segundo o menor angulo solido (quando é considerada a direcção do feixe incidente como referencia), havendo uma emissão de neutrões mais ou menos isotrópica para neutrões de menores energias. Tal verifica-se pois uma emissão segundo a direcção do feixe incidente implica uma menor variação do momento linear, permitindo conservar mais a energia cinética e assim as partículas nesta situação tendem a ser mais energéticas. Por outro lado, ocorre emissão segundo diferentes direcções, em redor do alvo, as quais, por implicarem uma maior variação do momento linear (variação angular) são emitidas com menor energia cinética. Esta consequência pode ser extraída através da expressão que relaciona a energia da partícula emitida após a espalçamento com o angulo solido respectivo dentro do qual é emitida.

Este comportamento é evidenciado tanto quando as partículas emitidas são neutrões ou fotões. De facto verificar-se-á tal comportamento mais tarde nos resultados relativos aos mapas de fluências de neutrões e de fotões no alvo de espalçamento simulado.

Cascata IntraNuclear

Nesta fase (a inicial) o projectil (protão, neutrão) transfere parte da sua energia para nucleões individuais os quais por sua vez interagem com outros nucleões no interior do mesmo núcleo gerando assim uma cascata de nucleões.

Pré Equilíbrio

No final da fase CIN, o núcleo é deixado num estado excitado e instável, numa configuração de vários estados partícula-buraco (excitação). Então por um processo de desexcitação por multi-estágios, o núcleo emite fragmentos (neutrões, protões, deutérios, trítio, ^3He ou partículas alfa), até atingir um estado de equilíbrio entre os excitões.

Evaporação

Na evaporação o núcleo excitado ira desexcitar-se emitindo nucleões e gamas. É nesta fase que são emitidos maioritariamente os neutrões e fragmentos de cisão.

Uma representação esquemática simplificada destes processos pode ver-se na Figura 15.

Moderação

O processo de moderação consiste numa sucessão de interacções de dispersão elástica do neutrão com núcleos do material que atravessam perdendo gradualmente a sua energia inicial. A moderação é tão mais eficaz quanto mais leve for o núcleo alvo e maior a quantidade de moderador. De notar que à medida que os neutrões são moderados, perdendo energia, a dispersão elástica continua, mas torna-se cada vez menos dominante face a reacções de captura, as quais se tornam, mais prováveis para energias cada vez mais baixas.

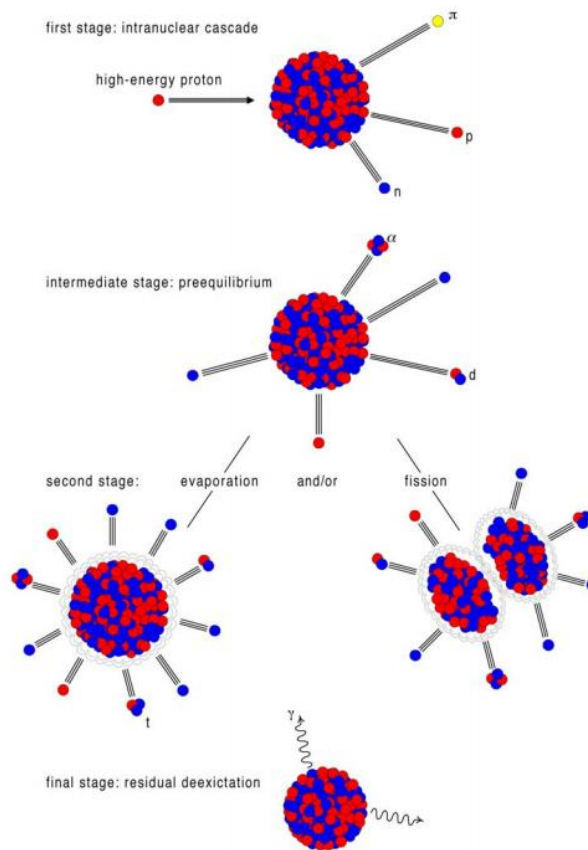


Figura 15 Processo de interação de espalação. [51]

O processo de moderação em nTOF é conseguido de duas formas, nomeadamente por dispersão elástica dos neutrões nos núcleos de chumbo do próprio alvo de espalação e principalmente nas camadas de água em redor do mesmo.

Considere-se um neutrão de energia inicial E_0 . Em cada interação por dispersão elástica com o núcleo, o neutrão transfere parte da sua energia cinética inicial para o núcleo de recuo, ficando com uma energia final (após a colisão) E , que pode ser facilmente calculada, aplicando as leis da conservação da energia e do momento linear, por:

$$\frac{E}{E_0} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2}$$

Sendo θ o angulo de dispersão no sistema centro de massa, que pode tomar valores tal que $-1 < \cos \theta \leq 1$, pelo que a energia E do neutrão elasticamente disperso pode tomar valores no intervalo

$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_0 < E < E_0$$

De onde se depreende que um núcleo mais leve permitirá obter-se uma maior variação de energia do neutrão incidente. Atente-se que no caso do hidrogénio, de número atómico $A=1$, o valor mínimo, E_{min} , é :

$$E_{min}(A = 1) = 0E_0$$

Perdendo toda a sua energia incidente. Enquanto que numa colisão com um núcleo maior, por exemplo $A=82$, o neutrão atingiria uma energia mínima de:

$$E_{min}(A = 82) = 0.952E_0$$

Equivalente a uma perda de energia máxima por colisão de cerca 5% da energia inicial.

Letargia

Uma quantidade usada para avaliar diferentes moderadores é a letargia do material, que se define como:

$$u = \ln E_0 - E = \ln \frac{E_0}{E}$$

A que se associa uma constante ξ , variação média de letargia, característica do material e indicadora de quanto a energia do neutrão varia logaritmicamente após uma colisão.

Este valor permite assim determinar, para uma dada variação da letargia Δu , o número n de colisões necessárias ocorrer para diminuir a energia da partícula na quantidade de energia correspondente a Δu . Ou seja,

$$n = \frac{\Delta u}{\xi} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E}$$

Adicionalmente, define-se poder de moderação, como

$$m = \xi \Sigma_s$$

Sendo Σ_s a secção eficaz macroscópica de dispersão do material.

Que permite por sua vez definir a razão de moderação ,

$$q_m = \frac{m}{\Sigma_a} = \xi \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a}$$

Em que Σ_a se refere à secção eficaz macroscópica de absorção.

Desta forma pode perceber-se uma competição entre dispersão e absorção na qual a primeira favorece a moderação quanto maior for relativamente à segunda. Enquanto que em condições onde a absorção é dominante o poder de moderação do meio é reduzido.

Para este tratamento assume-se que os núcleos alvo encontram-se em repouso o que é uma boa aproximação quando tratamos de neutrões com energias elevadas. Contudo no caso de neutrões térmicos (com energia da ordem dos meV) tal aproximação já não é possível, sendo necessário recorrer a métodos estatísticos para determinar o espectro dos neutrões resultante neste caso.

Considerando que após um dado tempo os neutrões ficam em equilíbrio termodinâmico com o meio, o espectro de energia dos neutrões será da forma do espectro de Maxwell, com solução:

$$\phi(E, \vec{r}) = \frac{1}{(kT)^2} \cdot \phi_0(\vec{r}) \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{kT}}$$

Sendo, k a constante de Boltzmann, T e E , respectivamente a temperatura e energia do neutrão, e $\phi(E, \vec{r})$ o fluxo de neutrões de energia E no ponto \vec{r} .

Fissão

O processo de fissão (ou cisão) do núcleo, ocorre quando este se encontra excitado com uma energia superior à energia de fissão, característica do núcleo. Definem-se fissão espontânea ou fissão induzida, conforme a fissão do núcleo ocorra naturalmente, por decaimento radioactivo, ou por bombardeamento do núcleo com neutrões. Neste ultimo caso, a fissão ocorrerá após captura do neutrão.

Na fissão, um núcleo pesado divide-se normalmente em dois fragmentos, cuja soma das massas é inferior à massa do núcleo original, havendo libertação de energia correspondente a essa diferença de massas. Esta energia é dividida entre os fragmentos da fissão e os neutrões e outras partículas (entre elas fotões) resultantes da reacção (de fissão).

A cada fissão contudo, o núcleo não se divide em dois fragmentos exactamente iguais, preferindo dividir-se segundo um espectro típico como o apresentado na Figura 16, onde se observa uma forma de dupla-bossa, em que cada pico representa os elementos resultantes da fissão do núcleo. Na Figura 16 também é possível observar o efeito de se induzir a fissão com neutrões térmicos (energia da ordem dos 25 meV) ou rápidos.

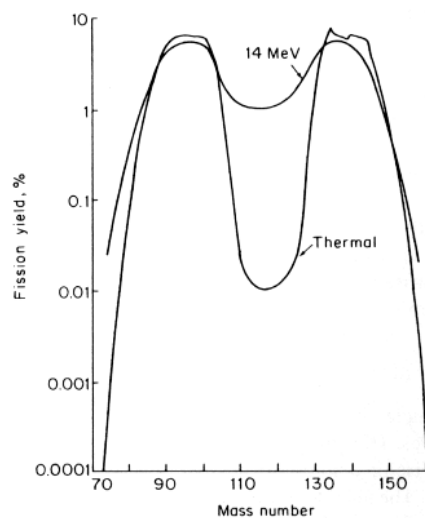


Figura 16 Distribuição em massa dos produtos de fissão induzida por neutrões no urânio 235, para neutrões térmicos e neutrões de 14 MeV [52].

Da fissão resulta também emissão de neutrões. Como o número de neutrões emitidos por fissão é muito variável, é comum caracterizar cada núcleo com um valor médio de neutrões emitidos.

Na fissão de um núcleo pesado (^{235}U ou ^{238}U por exemplo) em média são emitidos cerca de 2.5 neutrões por fissão.

Estes neutrões por sua vez, apresentam um espectro de energia com um valor médio de aproximadamente 2 MeV. A probabilidade de um neutrão resultante de uma fissão ter uma dada energia entre E e E+dE pode ser obtida pela função Watt (entre outras parametrizações) :

$$P(E) = 0.4865 \sinh(\sqrt{2E}) e^{-E} \text{ MeV}^{-1}$$

Cujo espectro tem a mesma forma do apresentado na Figura 17 a qual representa a distribuição para neutrões resultantes da fissão do uranio-235 com neutrões térmicos, o qual só muda ligeiramente para outros tipos de fissão.

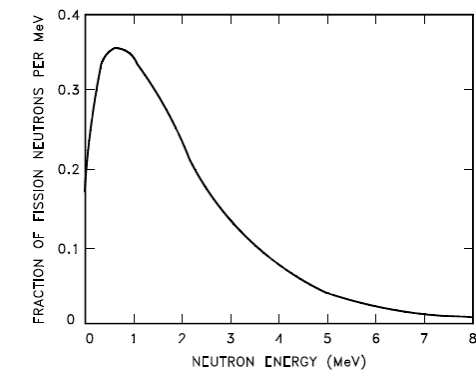


Figura 17 Fração de neutrões instantâneos resultantes da fissão do uranio 235, por MeV de energia do neutrão incidente [53].

Interacção de fótons com a matéria

Os fótons são partículas sem carga e sem massa o que lhes confere um poder de penetração na matéria muito grande. Entre os vários tipos de interacções dos fótons com a matéria, destacam-se:

Efeito Fotoeléctrico – Neste processo, típico de energias da ordem de ionização do átomo, o fóton é absorvido transferindo toda a sua energia para um electrão das camadas interiores, provocando a sua emissão. Este electrão poderá em seguida interagir com o meio e originar mais ionizações;

Dispersão de Compton – Neste processo, característico de energias mais baixas, o fóton transfere parte da sua energia numa colisão inelástica com um electrão orbital fracamente ligado resultando na ejeção desse electrão bem como de um fóton secundário com menor energia que o inicial;

Dispersão de Rayleigh – Neste processo o fóton colidirá elasticamente com o átomo, sem transferir energia para este, apenas mudando a sua direcção de propagação.

Produção de pares – Quando o fóton possui energia superior a 1022 keV, na vizinhança do átomo dá origem à produção de pares electrão-positrão;

Adicionalmente a estas interacções atómicas, o fóton pode interagir directamente com o núcleo por:

Reacções fotonucleares – Neste processo o fóton (de energias de alguns MeV) excitam o núcleo ao ponto de este emitir um protão ou neutrão em reacção (γ,p) ou (γ,n) .

A cada uma destas interacções está associada uma secção eficaz própria, σ_i , que se relaciona com o coeficiente de atenuação mássico para o tipo de interacção μ_i pela seguinte expressão:

$$\frac{\mu_i}{\rho} = \frac{N_A}{A} \cdot \sigma_i$$

Em que $\frac{\mu_i}{\rho}$ é o coeficiente de atenuação mássico, N_A é o número de Avogadro, A é o peso atómico do elemento e o índice i indica o tipo de interacção (efeito fotoeléctrico, dispersão de Compton, conversão de pares, etc).

Uma representação da variação deste coeficiente de atenuação com a energia do fóton, para a água, pode ser observado na Figura 18:

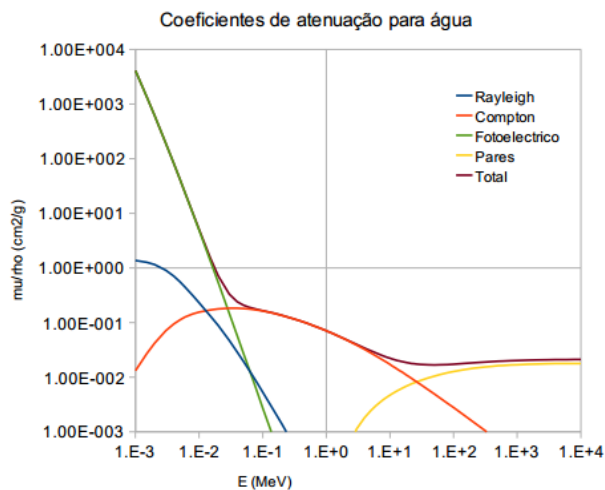


Figura 18 Coeficientes mássicos de atenuação de fótons em água em função da energia do fóton, para varias interacções [54].

Na Figura 18 é possível observar as várias regiões no espectro de energia em que uma dada interacção é dominante face a outra, por exemplo produção de pares a partir dos 10 MeV, ou efeito fotoeléctrico para baixas energias (abaixo de algumas dezenas de keV).

Parte III - Dosimetria e protecção radiológica

Efeitos biológicos das radiações ionizantes

O efeito das radiações ionizantes nos tecidos biológicos varia de acordo com o tipo de radiação e respectiva energia. De maneira geral dividem-se os efeitos biológicos da radiação em duas categorias:

Efeitos determinísticos – estes efeitos manifestam-se acima de um limiar de dose, sendo a sua severidade proporcional à dose de radiação.

Efeitos estocásticos – Para este tipo de efeitos não existe um limiar de dose acima do qual são observáveis.

Na Tabela 8 Exemplo de efeitos estocásticos e efeitos determinísticos, estes últimos com limiar de dose respectivos. indicam-se exemplos de efeitos determinísticos e respectivo limiar de ocorrência, bem como exemplos de efeitos estocásticos.

Efeitos estocásticos	Efeitos determinísticos	Limiar de dose
Cancro	Cataratas	2 - 10 Gy
Doenças cardiovasculares ou respiratórias	Esterilidade permanente	3.5 – 6 Gy (masculino)
		2.5 – 6 Gy (Feminino)
Desordens genéticas	Esterilidade temporária	0.15 Gy (Homens)
		0.6 Gy (Mulheres)

Tabela 8 Exemplo de efeitos estocásticos e efeitos determinísticos, estes últimos com limiar de dose respectivos.

Grandezas radiométricas

Entre as várias grandezas importantes para caracterizar um dado campo de radiação temos as grandezas radiométricas tais como a fluência e o fluxo de partículas, as quais permitem conhecer o número de partículas que atravessam o espaço.

As seguintes quantidades são definidas no relatório No85 da ICRU [56], e servem para caracterizar um dado campo de radiação.

Fluência e Fluxo

Considerando-se um feixe qualquer de partículas, define-se fluência do feixe, como o número N de partículas que atravessam um dado volume V de área de secção (recta ou geométrica) A .

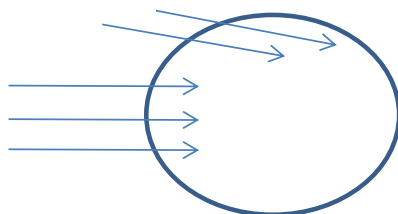


Figura 19 Esfera de volume V atravessada por uma fluência de partículas representadas pelas setas. De notar que para a determinação da fluência a direcção do feixe de partículas é indiferente.

Assim,

$$\phi = \frac{dN}{dA}$$

Convém indicar que esta quantidade total de partículas corresponde a todas as partículas que atravessa o volume V, independentemente da direcção.

A fluência é assim uma quantidade com as dimensões do inverso da área (cm⁻²).

No entanto diz respeito a uma quantidade instantânea sem grande significado físico, visto que em Física fazem-se medições no tempo e não num instante.

Assim, define-se fluxo , Φ , como

$$\Phi = \frac{d\phi}{dt}$$

Que vem em unidades do inverso da área por segundo (cm⁻² s⁻¹).

Grandezas Dosimétricas

Para caracterizar a energia depositada num determinado volume e massa associada, os efeitos dos diversos tipos de radiação e os efeitos biológicos em diferentes órgão e tecidos devido á sua diferente sensibilidade a radiações ionizantes, utilizam-se as grandezas dosimétricas, respectivamente a dose absorvida (D) e o kerma (K), a dose equivalente (H) e a dose efectiva(E) .

Kerma (K)

Define-se kerma (K) como

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

Em que dE_{tr} se refer à energia cinética de todas as partículas carregadas libertadas num volume de massa dm de um material pelas partículas não carregadas incidentes, e vem em unidades de Gray (Gy) que equivale a Jkg⁻¹ . Esta quantidade dE_{tr} inclui a energia cinética das partículas emitidas por desexcitação de átomos/moléculas bem como desexcitação ou desintegração radioactivas.

O Kerma relaciona-se com a fluência através da relação:

$$K = \phi \cdot E \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho}$$

Onde ϕ é a fluência das partículas não carregadas de energia E , e $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$ o coeficiente mássico de transferência de energia do material característico.

Alternativamente, define-se taxa de kerma \dot{K} como

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt}$$

Que tem as unidades de J Kg^{-1} ou do Gy/s , e se relaciona com o fluxo de maneira análoga a como o kerma se relaciona com a fluência.

Dose absorvida (D)

Dose diz respeito à energia depositada no meio por quantidade de massa, sendo a quantidade básica para definir outras quantidades dosimétricas de interesse. A dose distingue-se do Kerma na medida em que só conta a energia depositada no meio, não contando a energia transportada por partículas que escapam do volume. Na definição de kerma contabiliza-se também a energia entregue no meio a partículas que entretanto podem ter abandonado o volume.

Assim, define-se Dose absorvida (D) como

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm}$$

Em que $d\bar{\epsilon}$ é a energia média depositada⁹ pela radiação ionizante numa massa dm , e vem em unidades de Gy, à semelhança do Kerma.

Analogamente, define-se taxa de dose absorvida como

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt}$$

Dose Equivalente (H) e Dose Efectiva (E)

Entre os vários efeitos da radiação podem contar-se, a nível atómico e molecular, ionizações e introdução de defeitos na estrutura de rede; a nível celular, indicam-se alteração de constituintes da célula ou de moléculas importantes no desempenho de determinadas funções, como radicais livres, ácidos ribonucleicos, etc.

Adicionalmente à dose absorvida, definem-se então as grandezas dose equivalente (H) e dose efectiva (H) como sendo uma soma ponderada entre os efeitos das varias doses absorvidas devido a diferentes radiações ionizantes, e/ou de energias diferentes em um ou mais tecidos.

Para tal efeito, recorrem-se a coeficientes de ponderação que caracterizam os efeitos no meio induzidos por diferentes tipos de radiação, para o mesmo valor da dose absorvida. Estes coeficientes dependem do tipo de radiação e para radiação neutrónica da sua energia, resultando então a definição de dose equivalente (H_T) num tecido T, quando a dose absorvida para o tipo de radiação R é $D_{T,R}$,

$$H_T = w_r \cdot D_{T,R}$$

Em que os coeficientes w_r , se designam factores de ponderação das radiações e são característicos de cada tipo radiação. Os valores recomendados pela Comissão Internacional para a Protecção Radiológica (ICRP, Publicação 103 [56]) para os factores de conversão tecidular e a variação com a energia do factor de ponderação para neutrões encontram-se listados na Tabela 9 e na Figura 20.

⁹ Imparted energy

As unidades de dose equivalente e de débito de dose equivalente são, respectivamente, o Sievert (Sv) e o Sv/h. Porém estas quantidades são muito elevadas e é mais comum recorrer-se aos submúltiplos mSv e mSv/h.

Considerando que diferentes órgãos e tecidos exibem diferentes sensibilidades para o mesmo tipo de radiação, define-se então a dose efectiva E como uma soma ponderada – utilizando os factores w_T , factores de ponderação tecidual específicos para cada órgão ou tecido - das doses equivalentes nos diversos órgãos e tecidos constituintes do corpo humano.

$$E = \sum_T w_T H_T ,$$

em que $\sum_T w_T = 1$

Os coeficientes w_T , são recomendados pela Comissão Internacional para a Protecção Radiológica no seu relatório 103 (ICRP-103 [56]) e encontram-se listados na Tabela 9.

Factor de ponderação da radiação para diferentes tipos de radiação e gamas de energia

Tipo e gama de energia	Factor de ponderação da radiação, w_R
Fotões, todas as energias	1
Electrões e muões, todas as energias	1
Neutrões, energias:	
< 10 keV	5
10 keV a 100 keV	10
>100 keV a 2 MeV	20
>2 MeV a 20 MeV	10
> 20 MeV	5
Protões, excepto protões de recuo (energia > 2 MeV)	5
Partículas alfa, fragmentos de cisão, núcleos pesados	20

Tabela 9 Valores de coeficientes de ponderação da radiação para diferentes tipos de radiação e energia [59].

Valores recomendados pelas ICRP 103, 2007:

$$w_R = 2.5 + 18.2 e^{\frac{[\ln(E_n)]^2}{6}} \quad \text{se } E_n < 1 \text{ MeV}$$

$$w_R = 5.0 + 17.0 e^{\frac{[\ln(2E_n)]^2}{6}} \quad \text{se } 1 \leq E_n \leq 50 \text{ MeV}$$

$$w_R = 2.5 + 2.25 e^{\frac{[\ln(0.04E_n)]^2}{6}} \quad \text{se } E_n > 50 \text{ MeV}$$

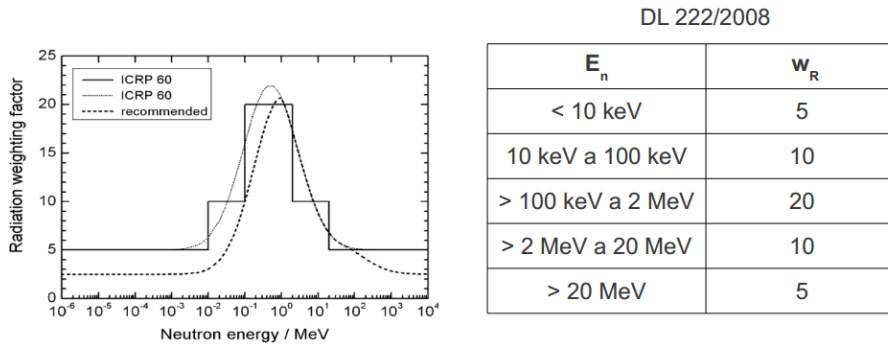


Figura 20 Valores de coeficientes de ponderação para nêutrons de acordo com a recomendação ICRP 103, 2007 [59].

Factores de ponderação tecidual para diferentes tecidos ou órgãos

Tecido ou órgão	Factores de ponderação tecidual, w_T
Gónadas	0.20
Medula óssea (vermelha)	0.12
Cólon	0.12
Pulmão	0.12
Estômago	0.12
Bexiga	0.05
Mama	0.05
Fígado	0.05
Esófago	0.05
Tiróide	0.05
Pele	0.01
Superfície óssea	0.01
Restantes	0.05*

Tabela 10 Valores de coeficientes de ponderação tecidual de acordo com a recomendação ICRP 103 (2007), inscritos na legislação Nacional desde 2008 [59].

Parte IV

Método de Monte Carlo

Introdução

É difícil precisar a origem do método de Monte Carlo, no entanto é comum associar o início deste método para resolução de problemas, com a experiência de Buffon (século XVII) e a necessidade de determinar π . Esta experiência teve como objecto determinar o valor da constante π , recorrendo às propriedades dos grandes números e do teorema do limite central, o qual diz que, num número suficientemente grande de tentativas, a média entre todos os casos realizados, convergirá para um valor exacto, solução do problema.

Para isso, Buffon atirava um número suficientemente elevado de vezes, agulhas de comprimento L sobre uma área limitada com linhas paralelas e igualmente espaçadas entre si de uma distância $d > L$.

A probabilidade da agulha cruzar uma linha é dada por [57],

$$P = \frac{2L}{\pi \cdot d}$$

Sendo que a probabilidade pode ser conseguida através da razão entre o número de casos bem sucedidos, H , e o número total de tentativas, N (e $N \rightarrow \infty$):

$$P = \frac{H}{N}$$

Resultando uma primeira estimativa para π dada por:

$$\pi = \frac{2LN}{dH}$$

Os métodos de Monte Carlo permitem simular – de acordo com as leis da Física e utilizando as secções eficazes – o carácter estocástico das interacções da radiação com a matéria e o percursos das partículas ao atravessarem um material.

Apesar do método de Monte Carlo ser antigo, a sua determinação e utilização só se tornou viável com a disponibilização do poder computacional associado aos modernos processadores e arquitecturas de computação.

Entre várias outras áreas, os métodos de Monte Carlo são utilizados para modelar e simular o transporte de partículas em sistemas físicos que utilizam feixes de partículas e fontes de radiação e para cálculos de neutrónica, dosimetria, blindagem e protecção radiológica, para o projecto de reactores nucleares, para simular o comportamento de sistemas de detecção, entre variadíssimas outras aplicações.

Simulação do transporte de partículas utilizando métodos de Monte Carlo

Descrevem-se seguidamente alguns dos requisitos e métodos utilizados pelos programas de simulação por métodos de Monte Carlo, para simular o transporte de partículas num dado material.

Números pseudo-aleatórios

As simulações por métodos de Monte Carlo para simular o transporte de partículas recorrem à geração de números pseudo-aleatórios para reproduzir as leis da Física e as probabilidades de interacção das mesmas ao percorrerem um material [58].

O processo de simulação do transporte de partículas inicia-se pela geração de pseudopartículas¹⁰. Estas são definidas pelo utilizadores possuindo informação relativas às suas propriedades físicas (massa, carga, energia etc) bem como uma informação relativa a uma propriedade virtual, denominada 'peso'. Esta propriedade é uma espécie de registo da importância da partículas para um dado resultado normalizado ao número de partículas totais criadas¹¹ [59].

O transporte da pseudopartícula ocorre ao longo de vários 'passos'. A cada passo a partícula é transportada de uma localização inicial x_0 para uma outra x_0+s ¹², em que s é um comprimento (comprimento do passo) calculado com base no tipo de interacção que a partícula sofre com o meio e relaciona-se com os dados de secção eficaz correspondentes à interacção.

Simultaneamente é gerado um número aleatório ζ retirado de uma distribuição uniforme entre 0 e 1, $U(0,1)$, e que será a base (juntamente com os dados das secções eficazes de interacção) para o cálculo (resultado) da interacção. Entre os vários resultados possíveis referem-se absorção (terminação da pseudopartícula, isto é, deixa de ser seguida) da partícula, dispersão (elástica ou inelástica), fissão (a pseudopartícula é terminada, mas criam-se novas pseudopartículas secundárias correspondentes a neutrões e fragmentos de fissão), etc.

Todo este processo de transporte da pseudopartícula, decisão do tipo de interacção, cálculo do resultado da interacção (criação de pseudopartículas secundárias, actualização da energia e momento da pseudopartícula inicial e/ou terminação da mesma) é comum tanto às partículas iniciais como a partículas secundárias.

Bibliotecas de dados de secções eficazes

Os programas de simulação recorrem a bibliotecas de dados de secções eficazes, as quais determinam para cada tipo de partícula e para diversos materiais as interacções possíveis e respectiva probabilidade de ocorrência, em função da energia da partícula incidente.

Cálculo da distancia até à próxima interacção

De notar que para a simulação do transporte de fotões e neutrões, entre dois passos consecutivos a partícula é sempre transportada em linha recta. O valor expectável do

¹⁰ Partículas 'virtuais' que representam as partículas reais que serão simuladas.

¹¹ Este conceito de 'peso' é muito importante para entender os resultados e técnicas especiais denominadas técnicas de redução de variância, a ser explicado mais à frente.

¹² Este comprimento, s , aqui denominado 'passo' será explicado com melhor detalhe adiante.

comprimento do caminho percorrido pela partícula entre duas interações sucessivas, é por sua vez determinado através da fórmula :

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma}$$

Em que Σ é a secção eficaz macroscópica, descrita num Capítulo anterior.

No entanto, para cada partícula e para cada posição, a distancia, s , percorrida pela partícula, é uma variável aleatória, com função densidade de probabilidade exponencial. Como obter então os valores de s ?

Pela Lei da atenuação exponencial, um feixe de partículas irá sofrer atenuação ao longo do seu percurso no material, dado por

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\Sigma \cdot x} \quad (A)$$

a qual deverá ser levada em conta no transporte da radiação. Onde I representa a intensidade do feixe, I_0 a intensidade inicial do feixe, x a distancia percorrida pela partícula no meio, e Σ é o coeficiente de atenuação característico do meio, o qual se relaciona com a referida secção macroscópica da partícula no meio em questão.

De forma a que a probabilidade venha normalizada à unidade deve verificar-se

$$\int_0^{\infty} \Sigma \cdot e^{-\mu \cdot \Sigma} dx = 1$$

Pode demonstrar-se [58] que o comprimento aleatório s percorrido pela partícula entre duas interações pode ser obtido gerando um número aleatório ξ e calculado:

$$s = -\frac{1}{\mu} \log(1 - \xi) = -\frac{1}{\mu} \log(\xi)$$

Algoritmo para seleccionar o tipo de interacção da partícula, passo a passo

Para decidir qual o tipo de interacção que a partícula irá sofrer implementa-se um algoritmo que consiste em dividir um intervalo entre 0 e 1 entre tantos sub-intervalos quanto o número de interacções possíveis, sendo que cada sub-intervalo terá uma amplitude proporcional à probabilidade de ocorrência da interacção correspondente, a qual é obtida das bibliotecas de secções eficazes anteriormente referidas.

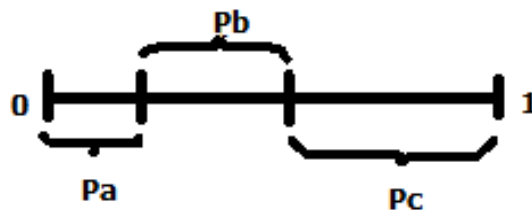


Figura 21 Esquema de divisão do intervalo entre 0 e 1 em sub-intervalos cujas amplitudes são proporcionais à probabilidade relativa da interacção correspondente.

Seguidamente gera-se um número aleatório ζ com função densidade de probabilidade uniforme, entre 0 e 1.

Assim, por exemplo, no caso de poder haver 3 interacções possíveis, A, B ou C; com probabilidade de ocorrência, respectivamente de, p_A , p_B e p_C ; uma regra de selecção pode ser:

1. $0 < \zeta < p_A$, é seleccionada a interacção A;
2. $p_A < \zeta < p_A + p_B$, é seleccionada a interacção B;
3. $p_A + p_B < \zeta < p_A + p_B + p_C = 1$, é seleccionada a interacção C.

Uma vez seleccionado o tipo de interacção nesse passo, determina-se o resultado da interacção, a qual pode envolver, consoante o tipo de interacção, a absorção) da partícula e/ou a criação de partículas secundárias e/ou a transferência de energia ou momento e/ou a alteração da direcção de propagação, etc.

Técnicas de Redução de variância

Mesmo com o poder computacional actual, a simulação utilizando métodos de Monte Carlo de certos sistemas físicos, pode levar um tempo considerável. Para conseguir que os resultados sejam obtidos mais rapidamente, observando simultaneamente a exactidão e 'veracidade' dos resultados, aplicam-se técnicas e métodos de redução de variância.

Muita vez pretende-se conhecer dados relativos a uma fracção de partículas entre todas as partículas entretanto transportadas, é o caso, por exemplo, de se conhecer a fluência de partículas de um dado tipo segundo uma determinada direcção, ou relativo a partículas provenientes de uma certa região (local geométrico) específica, seleccionada entre toda a geometria do problema. Conforme o caso, as partículas podem ser mais ou menos importantes para a solução do problema.

Como as simulações se baseiam no transporte de partículas individuais, uma forma de otimizar (reduzir) o tempo de cálculo consiste em fazer uma escolha entre as partículas mais importantes¹³ a seguir e as menos importantes. Estas últimas, podem então ser terminadas ou reduzidas em número, poupado assim recursos (memória, tempo de processador, etc.) que serão usados para seguir as partículas mais importantes (no sentido de contribuírem mais significativamente para os resultados que se pretendem calcular).

Um exemplo de selecção entre partículas mais importantes e menos importantes pode ser a seguinte: considere-se uma emissão isotrópica de partículas de um dado tipo, fotões por exemplo, em redor de um alvo (ver Figura 22). Pretende-se conhecer a fluência de fotões segundo uma direcção Z, onde se colocaria um detector. Neste caso, para a solução do problema (fluência de fotões segundo a direcção Z) somente as partículas emitidas segundo essa direcção interessam, sendo que as demais nunca chegariam ao detector (ou seriam de

¹³ Em alguns programas que implementem métodos de Monte Carlo para o transporte de partículas, existe uma 'quantidade' denominada 'importância' (à semelhança da 'quantidade' peso anteriormente mencionada) que embora se relacione com a importância das partículas segundo descrito neste paragrafo, tem um significado próprio. Aqui o termo 'partículas mais importantes' deve ser entendido no sentido laico e relativamente a um dado resultado que se pretende obter (calcular).

um outro tipo). Uma forma de otimizar o calculo da fluência seria terminar prematuramente todas as partículas que fossem emitidas segundo direcções diferentes de Z , enquanto as que seguem a direcção de interesse são mantidas inalteradas.

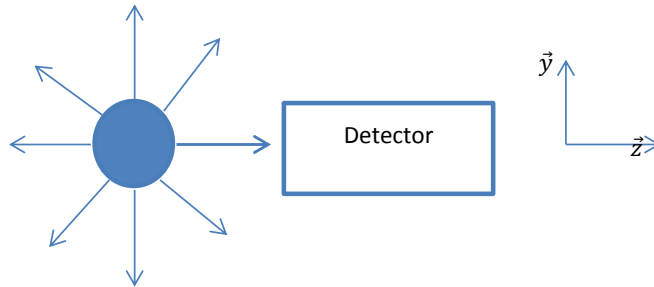


Figura 22 Emissão isotrópica de fótons (setas azuis). Pretende-se conhecer a fluência de fótons segundo a direcção Z, onde se encontra um detector. Claramente os fótons que serão emitidos segundo Z são mais importantes para o calculo da fluência que os demais.

Um outro conceito muito importante , e que já se referiu anteriormente, é o de peso. O peso w de uma partícula é representativo da quantidade de partículas (normalizado por partículas iniciais geradas na simulação) que uma dada pseudopartícula de peso w possui.

Esta ‘propriedade’ das pseudopartículas permite simultaneamente resumir resultados (ao necessitar de um número inferior de pseudopartículas ao número de partículas ‘reais’ que representa), o que por sua vez permite reduzir o custo de recursos da máquina, como também permitirá comparar resultados de simulações com diferente número de partículas iniciais. Assim sendo, se uma dada pseudopartícula tiver como valor de peso w , e nessa simulação tiverem sido geradas inicialmente N pseudopartículas (primarias), essa pseudopartícula será representativa de $n=w.N$ partículas reais.

Pelo que se se pretender conhecer a fluência de fótons que atingiram o detector (na situação descrita anteriormente e representada esquematicamente pela Figura 22) bastaria registar o número de pseudopartículas que chegaram à região indicada como “Detector” , fazer a soma ponderada dessas pseudopartículas (em que os factores de ponderação são os pesos w) por bin^{14} de energia, e multiplicar pelo número total N de partículas inicialmente geradas.

Os métodos de redução de variância mais frequentemente utilizados são a roleta russa e ‘*splitting*’, que se descrevem seguidamente , mais detalhes sobre as técnicas de redução de variância e seu uso em métodos de Monte Carlo, poderão ser consultadas na referencia [60] e [61].

Roleta russa

Nesta técnica as pseudopartículas são submetidas a um processo cujo resultado será a sobrevivência da partícula ou a sua eliminação, com a actualização apropriada do seu peso. O critério que definirá o grau de sobrevivência da partícula é apresentado por defeito pelo programa de simulação ou pelo próprio utilizador.

¹⁴ Um bin de energia é um intervalo em energia.

Um método de aplicar esta técnica é por definição de importâncias¹⁵ em regiões¹⁶ de interesse, de maneira que a pseudopartícula ao passar de uma região mais importante (I) para outra menos importante (I'), é sujeita a este processo em que a pseudopartícula sobrevive com probabilidade $p=I'/I$, actualizando o seu valor de peso, o qual é multiplicado por p . Por outro lado, com probabilidade $1-p$, a partícula é terminada. O seu peso é passado automaticamente para zero e deixa de ser seguida.

Desta forma deixa-se de seguir pseudopartículas em regiões menos importantes, sem alterar os resultados.

É utilizado para diminuir o número de partículas a seguir numa dada região, aumentando em compensação a sua importância para o calculo final (ver Figura 23).

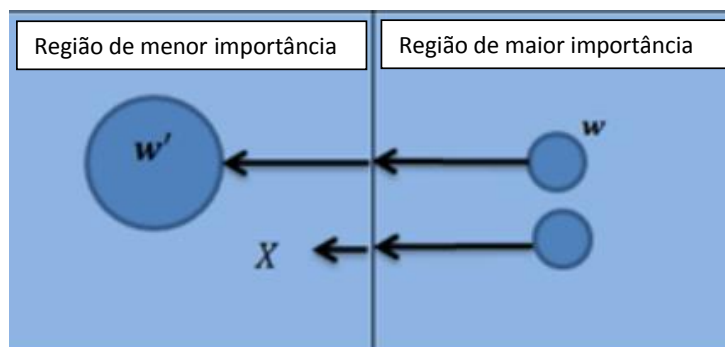


Figura 23 Esquema do processo de roleta russa [61].

Splitting

O processo de *splitting* (ver Figura 24) consiste em multiplicar o número de pseudopartículas, actualizando os seu peso correspondentemente. É assim uma forma complementar à técnica da roleta russa, em que se pretende aumentar o número de pseudopartículas a seguir, diminuindo o seu peso, ou a sua importância para o resultado final, o que oferece menor variação nos resultados.

O processo de *splitting* é especificado pelo utilizador do programa de simulação ou por defeito através do estabelecimento do critério a aplicar.

O processo de *splitting* ocorrerá sempre que a pseudopartícula atravessar uma região menos importante (importância I) para outra região mais importante (importância I'). Sendo $n=I'/I > 2$, o quociente entre as importâncias de regiões contíguas, uma pseudopartícula ao atravessar a fronteira será dividida em n partículas com igual peso, se n for inteiro.

¹⁵ A Importância aqui referida diz respeito a um valor que é atribuído a regiões (geométricas) do problema e reflecte a importância das partículas de um dado tipo e/ou energia que atravessa essa mesma região. O objectivo é o de fazer a filtração entre as partículas 'mais importantes e menos importantes' (como referido anteriormente) actualizando os valores de peso das pseudopartículas. Critérios usados para esta definição costumam ser a energia e ou proveniência da pseudopartícula, entre outros.

¹⁶ A definição de qualquer problema passam pela definição da geometria do mesmo o qual se divide em regiões, que se definirá mais detalhadamente numa secção futura.

No caso em que n não é inteiro, a partícula ao atravessar a fronteira pode-se dividir em $k+1$ partículas idênticas, com probabilidade p , ou k partículas idênticas com probabilidade $1-p$.

Sendo k a parte inteira do quociente $n=l'/l$ e $p=n-k$.

Assim, por exemplo, no caso em que, $n=l'/l=2,75$. A partícula divide-se em 3 em 75% dos casos ou em 2, em 25% dos casos.

As técnicas de *splitting* e roleta são normalmente utilizadas de forma associada.

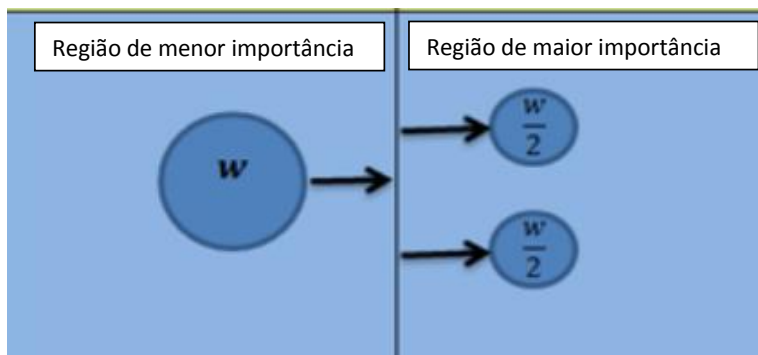


Figura 24 Representação esquemática do processo de *splitting* [61].

'Cutoff'

O "*cutoff*" (valor de corte), definido pelo utilizador ou sendo fixado por defeito no programa, permite terminar a simulação da história de uma partícula. Pode definir-se por exemplo um "*cutoff*" em energia; quando a energia de uma determinada partícula que está a ser simulada se torna inferior ao valor de corte em energia, a partícula deixa de ser importante para o problema e termina a sua simulação. É uma decisão que envolve profundo conhecimento da natureza do problema. Por exemplo, no estudo de certas reacções endotérmicas, partículas de energia inferior ao limiar da mesma, deixam de ser importantes visto não poderem contribuir para as mesmas.

'Biasing'

Os métodos de controlo da população consistem em métodos que recorrem a um uso conjunto das técnicas de redução de variância atrás descritos, com o objectivo de variar a população de partículas numa dada região.

Nesta categoria situam-se as definições de 'janelas' WW ('*weight window*'), WWE e WWG, por exemplo, as quais servem para definir uma janela de valores de energia ou importâncias (pesos).

'Weigh Window' (WW)

Nesta técnica aplica-se conjuntamente roleta russa e '*splitting*'. Assim, define-se uma janela de valores de peso entre valores pré-definidos W_L e W_S , sendo W_S normalmente um múltiplo inteiro de W_L (ver Figura 25).

Sendo w o valor de peso de uma determinada partícula, é possível observar-se 3 casos:

1. $w_L < w < w_S$: A partícula não sofre qualquer tipo de modificação no seu valor de peso.

2. $w < w_L$: a partícula é sujeita a um processo de roleta russa com actualização do seu valor de peso para um valor predefinido w_0 .

3. $w > w_S$: a partícula é submetida a um processo de 'splitting', com o objectivo de aumentar o número de partículas totais.

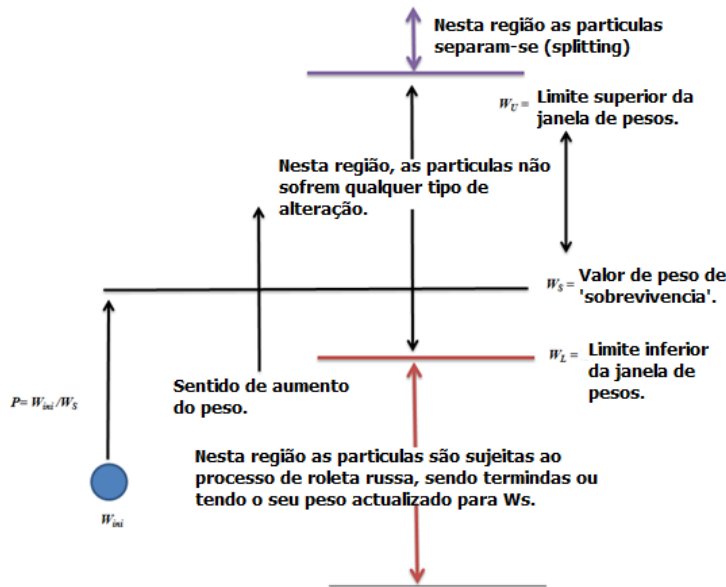


Figura 25 Esquema do processo de *Weight Window*. É definida uma 'janela' de pesos referencia (w_U - limite superior, w_s - limite de sobrevivência e w_L - limite inferior). As partículas são submetidas a um processo de: *Splitting* ($w > w_U$), *roleta* ($w < w_L$) ou nenhum.

A definição dos valores limites de peso, w_s e w_L podem ser constantes, ou dependentes de quantidades de interesse, como por exemplo a energia, importância relativa das regiões atravessadas pela partícula, ou de um conjunto de factores determinados pelo utilizador referentes aos pesos que a partícula tem ou qualquer outra quantidade pertinente.

Figura de Mérito

Quando se recorre a métodos de Monte Carlo para calcular quantidades de interesse, surgem duas preocupações importantes: obter o maior número de partículas N , no menor tempo T possível. A primeira preocupação relaciona-se com a necessidade de se obter uma reduzida incerteza estatística. A segunda, relaciona-se com a necessidade de obter resultados no menor tempo possível. Uma vez que o tempo de simulação aumenta com o número de partículas seguidas, é necessário um compromisso entre N e T .

Uma maneira de comparar duas simulações efectuadas com diferentes números de histórias (partículas simuladas), as correspondentes incertezas estatísticas e os respectivos tempos de computação associados, pode ser efectuada pela análise da Figura de Mérito (FOM).

Define-se FOM como [51]:

$$FOM = \frac{1}{R^2 \cdot T}$$

Este valor deverá ser constante ao longo da simulação, indicando uma melhor eficiência de simulação quanto maior for a FOM obtida. De notar que T aumenta com o aumento de N, juntamente com um aumento de R^2 , sendo R a incerteza (1σ) estatística relativa.

Através do recurso a técnicas de redução de variância é possível diminuir a variância R^2 dos resultados computacionais, diminuir T, ou diminuir ambos .

O programa de simulação FLUKA

O FLUKA (*FLUKtuierende KAskade* [62]) é um exemplo de um programa de simulação que utiliza métodos de Monte Carlo para transporte de partículas. Integra modelos de Física de Partículas avançados, podendo ser utilizado para seguir até 60 tipos de partículas diferentes, numa vasta gama de energias, como por exemplo,

- electrões e fótons com energias compreendidas entre 1 keV e vários TeV
- neutrinos,
- múons de qualquer energia,
- hádrões de energias até 20 TeV e respectivas antipartículas,
- neutrões de energias tão baixas como meV e
- iões pesados.

Tem varias aplicações em Física Experimental de altas energias e engenharia, Protecção Radiológica e Dosimetria, projecto e desenho de detectores e de telescópios, Física Médica entre outros.

O código FLUKA permite simular interacções de radiação com a matéria, permitindo a modelação de geometrias complexas. Calcula quantidades radiométricas e dosimétricas tais como fluxos e fluências de partículas, doses absorvidas , kerma e doses equivalentes. Esta ultima com recursos a bibliotecas e modelos para calcular os coeficientes de ponderação necessários.

O programa FLUKA(referencias [63] e [64]) vem preparado para simular decaimentos e evolução temporal do problema, permitindo também implementar efeitos devido a campos electromagnéticos.

Tem ainda a vantagem de não precisar de muitos conhecimentos de programação, a não ser ao nível de scripts (opcional) para resolver algum problema específico. Esta vantagem vem conjuntamente com a interface auxiliar FLAIR que permite facilitar em muito a preparação de ficheiros de entrada ("*inputs*") (que definem a geometria e materiais constituintes dos sistemas físicos, especificam os modelos físicos a invocar, as técnicas de redução de variância, o tipo de cálculos a efectuar, etc.), bem como o tratamento dos dados obtidos de maneira a poder fazer a representação gráfica dos mesmos.

O programa FLUKA juntamente com a interface FLAIR, oferecem assim muitos recursos para efectuar simulações de interacções da radiação com a matéria

Modelos Físicos

O FLUKA implementa vários modelos físicos usados para simular com o maior rigor o resultado de interacções nucleares. Entre elas referem-se [62]:

- Interacções hadrão-núcleo inelásticas
- Dispersão elástica
- Interacções núcleo-núcleo
- Transporte de hadrões e múons carregados
- Perdas de energia
- Neutrões de baixa energia (energia inferior a 20 MeV)
- Electrões
- Fótons

Transporte de Neutrões com energia inferior a 20 MeV em FLUKA

No programa FLUKA, neutrões de energia inferior a 20 MeV são considerados neutrões de baixa energia e tem um tratamento especial [62]. Este tratamento envolve o uso de dados experimentais de secções eficazes ao invés de recorrer a modelos teóricos para calcular as mesmas, como é efectuado para neutrões de energias superiores.

Este tratamento prende-se com a divisão do intervalo de energia entre 0.01 meV e 20 MeV em 260 *bins* logarítmicos de igual largura, associando os neutrões de cada bin a um grupo específico, originando assim 260 grupos de neutrões de baixa energia.

Na definição de bins neste intervalo de energia esta divisão sobrepõe-se a qualquer outra imposta pelo utilizador, tendo este liberdade na selecção de largura de *bins* (de energia) somente para neutrões de energias superiores a 20 MeV.

Nesta região de energia (< 20 MeV) é utilizada uma abordagem do tipo multi-grupo, em que a simulação passa a incidir no grupo dos neutrões ao invés de cada neutrão por si só. Numa abordagem multi-grupo a dispersão (reacções elásticas e inelásticas) dos neutrões, não ocorrem por intermédio de processos exclusivos. Antes, calcula-se uma matriz de probabilidade de transferência, de que podem resultar processos de *up-scattering*, *in-scattering* ou *down-scattering* do neutrão. Isto é, há uma probabilidade de um neutrão pertencente a um dado grupo, passar para um grupo de energia inferior (*down-scattering*), permanecer no mesmo grupo (*in-scattering*) ou passar a um grupo de energia superior (*up-scattering*), esta última circunstância ocorre quando os neutrões tem energia da ordem dos meV (neutrões térmicos) os quais podem ganhar energia do meio. Esta matriz é calculada com o auxílio das secções eficazes características do material onde o processo ocorre.

Tabelas com dados referentes a esta região de energia, e que permitem assim um tratamento multi-grupo baseado em secções eficazes, está disponível para cerca de 230 materiais diferentes, para temperaturas entre 87 K e 296 K (havendo alguns materiais com tabelas relativas às temperaturas entre 4 K e 120 K). Dividem-se em 260 grupos com a mesma largura de bin logarítmica, havendo 31 grupos térmicos com 30 grupos de *upscattering*.

Estas bibliotecas baseiam-se em versões recentes de bibliotecas de secções eficazes como ENDF/B-VI.8, ENDF/B-VII.0, JENDL-3.3, JEFF-3.1, etc.

A biblioteca com as secções eficazes nesta região do espectro de energia contém também dados para geração de fótons, para a deposição de energia através de factores kerma e para a produção de núcleos residuais, de neutrões secundários e de fissão. Contendo cada um destes casos um número de grupos que pode diferir do número de grupos para neutrões.

Geração de Gamas (n,xg)

Na produção de gamas, as reacções (n,xg) ocorrem para casos em que há dados para tal (dependem assim das bibliotecas de secções eficazes), ocorrendo também por um esquema por grupos, neste caso existem 42 grupos no intervalo de energias dos 1keV ao 50 MeV. A energia do fóton gerado é amostrado aleatoriamente no intervalo de energia correspondente ao seu grupo. A excepção a esta regra ocorre na transição do deutério de 2.2 MeV, fótons de 478 keV resultantes da captura neutrónica em ^{10}B , e fótons resultantes da cascata de gamas das reacções Cd(n,g) e Xe(n,g).

Incluem-se neste processo os gamas decorrentes de reacções inelásticas como (n,n'). De referir que esta biblioteca cria somente os gamas, sendo o seu posterior transporte efectuado por módulos próprios do FLUKA (modulo EMF).

Ficheiro de entrada - *Input* básico

O ficheiro Input [65] típico do FLUKA inclui CARDS que permitem definir

- a geometria do problema, bem como
- definições Gerais,
- configurações Físicas e
- especificações de Output.

Nas **configurações gerais** inserem-se a definição relativo a

- feixe,
- materiais e compostos,
- semente dos números pseudo-aleatórios,
- definições relativas ao inicio/fim da simulação.

Nas **configurações relativas à Física**, referem-se os valores

- *default*¹⁷ e/ou
- definem-se limites de transporte e/ou
- definem-se os processos físicos a invocar e/ou
- indicam-se definições relativamente ao uso ou não de neutrões de baixa energia
- e/ou definições relativa a processos relacionados com radioactividade induzida.

Nas **definições de saída** inserem-se as

- definições de registo (*scoring*) como escolha de estimadores e
- definição de parâmetros de registo.

¹⁷ Valores relativos a constantes físicas, limites de transporte, importâncias, pesos, etc.

Geometria

A geometria [66] é definida em FLUKA pelo princípio da geometria combinatória em que formas convexas básicas (**corpos**) são combinadas em formas mais complexas denominadas regiões, através de operações booleanas de intersecção, união e subtracção.

As formas convexas básicas consistem em planos infinitos, esferas, paralelepípedos e cilindros (de base circular ou elíptica, e de comprimento do eixo finito ou infinito). Estas formas básicas permitem assim definir duas sub-regiões (interna ou externa) relativamente à superfície fronteira, sendo a sub-região externa definida pela normal à superfície.

Fazendo a intercepção de sub-regiões internas dos corpos é possível definir **zonas**, da união das quais originam-se as **regiões**. Estas regiões não têm necessariamente de ser contíguas, podendo resultar regiões da união de zonas separadas por outras ou por união de zonas parcialmente sobrepostas.

Finalmente, por duplicação de objectos existentes, por processos de translação e rotação, é possível construir-se malhas (*lattices*).

Entre as regiões é necessário definir quando se está a construir a geometria do problema a região de BALCKBODY, esta região permite definir o limite da região. Todas as partículas que atingirem esta região serão automaticamente terminadas. Esta CARD alem de ajudar a definir o limite da geometria permite também definir zonas não importantes para a resolução do problema sendo assim uma forma de redução de variância, ao permitir a limitação de tempo dedicado a seguir partículas que não entram em regiões de interesse.

Debugging

Uma vez terminada a geometria do problema é possível efectuar o *debugging* da mesma sem necessidade de correr a simulação, ou seja, sem necessidade de definir todo o resto do input relativo ao problema. Somente com a geometria definida pode-se realizar um teste e verificar se a mesma foi bem definida ou se existem erros. O FLUKA+FLAIR [67] (ou no seu pacote conjunto equivalente FLUPIX [68]) permite analisar um ficheiro com os resultados do *debugging*, os quais indicam possíveis erros na definição da geometria.

Uma explanação mais detalhada sobre a definição da geometria em FLUKA, juntamente com as CARDS necessárias e alguns exemplos, pode ser consultado em [65].

Definições Gerais

Nas definições gerais incluem-se as definições referentes ao feixe incidente a ser simulado, bem como os materiais que compõem o alvo e toda a área em redor da simulação [65].

Definições do feixe

Na definição do feixe de partículas incidente, destacam-se as CARDS:

Beam – permite indicar as características do feixe como, tipo de partícula, energia, divergência (espacial e energética), perfil estatístico e peso;

BeamPos – define coordenadas do centro do feixe (ponto onde o transporte começa) bem como a direcção do mesmo;

Definições de materiais e compostos

A definição dos materiais em FLUKA é conseguida através das CARDS:

MATERIAL – com esta CARD permite-se a definição de um material através do número atómico Z, peso atómico, densidade (g/cm³), e índice - número que ficará associado ao material para este poder ser referenciado - número de massa (também é dada a opção de assumir a composição natural) e o nome, o qual deverá ter menos de 8 caracteres;

ASSINGMA – permite atribuir um dado material a uma dada região, a qual ficará homogeneamente preenchida com esse material.

COMPOUND – permite definir compostos de materiais definidos pela CARD MATERIAL através da combinação de fracções (atómicas, mássicas ou volúmicas) de cada um.

Adicionalmente, é possível atribuir/invocar propriedades específicas através das CARDS:

MAT-PROP – permite indicar pressão do gás, densidade efectiva, potencial de ionização médio;

O Fluka possui um catalogo de vários materiais pré-definidos, oferecendo ainda a possibilidade de criar novos materiais e adicioná-los a este catalogo. O Fluka possui também dois materiais definidos que são especiais:

Blackbody – quando se atribui o material BLACKBODY a uma dada região, todas as partículas que entrem nessa mesma região são imediatamente terminadas, sendo usado para definir limites da geometria e/ou para ‘cortar’ regiões da geometria menos importantes no problema, diminuindo assim o tempo da simulação;

Vacuum – este material como o nome sugere serve para indicar que a região correspondente não está preenchida com material nenhum, mas que encontra-se no vácuo.

Configuração da simulação

Adicionalmente aos aspectos a nível de materiais e compostos, definem-se também aspectos relativos à simulação em si, como semente da sequencia dos números pseudo-aleatórios, número de primários criados e instrução de interromper a leitura do ficheiro a partir de certo ponto. Para tal recorrem-se às CARDS [65]:

RANDOMIZ – esta CARD permite definir a semente para a criação dos números pseudo-aleatórios; no caso de se definirem mais do que uma semente, para cada uma haverá uma RUN paralela às demais;

START – define o número de primários, ou partículas geradas com as definições do BRAM;

STOP – Permite indicar a paragem da leitura do ficheiro, usado por exemplo no *debugging* da geometria de maneira a que apenas se analise esta parte do ficheiro; no entanto se usado depois da CARD START não possui qualquer efeito.

Definições Físicas

As definições Físicas da simulação relacionam-se com modelos e limites associados à simulação. Encontram-se nesta secção o tipo de valores DEFAULT usados na simulação relativo a CUTOFF's, tipo de detalhe com que os eventos são simulados, etc.

O próprio Fluka já vem com alguns modelos com valores de constantes, limites de transporte, entre outras definições relativas ao transporte de partículas, apropriadamente definidas para serem usadas no tipo de situação mais comuns. Por exemplo [65]:

CALORIME – Esta opção está preparada para simulações de calorimetria;

EET/TRAN – para ser usada em simulações de transformação de energia ou cálculos de transmutação;

EM-CASAS – quando a simulação envolve cascatas Electromagnéticas puras;

HADROTHE – para simulações relativas a cálculos de hidroterapia;

ICARUS – para estudos relacionados com a experiencia ICARUS;

NEUTRONS – esta opção esta preparada para simulações puras de neutrões térmicos;

NEW-DEFA – conjunto de DEFAULTS genéricos indicados para simulações em geral;

PRECISIO – no caso de se pretender simulações de precisão;

SHIELDIN – para cálculos de protecção(*Shielding*) de hadrões puros.

Cada simulação necessita de ter definidos os valores relativos a:EMF, LOW-NEUT e Cutoff.

Processos Físicos

Dependendo do problema em questão, por vezes pode ser necessário activar algum processo físico mais importante, de maneira a obter-se um resultado mais detalhado (ou realizar-se uma simulação mais detalhada). Outras vezes, certos processos físicos não são necessários simular, podendo ser desactivados, poupando desta forma recursos à máquina. Tal é conseguido recorrendo-se às seguintes CARDS [65]:

PHYSICS – Permite redefinir os valores por defeito relativamente a alguns processos físicos. Incluem-se nesta CARD a opção de activar 'coalescência' (critico quando resíduos nucleares são de interesse), modelos de fragmentação do núcleo (simulação do processo de Evaporação de fragmentos com $A \leq 24$); dissociação electromagnética de iões pesados; permite activar transporte de partículas com 'charm', etc;

PHOTONUC – permite activar interacções fotonucleares, produção de pares muão por fotões;

LOW-NEUT – activa o transporte de neutrões de baixa energia, especifica as características das bibliotecas usadas, permite fazer uso de secções eficazes no modo 'pontual'(alternativa a usar valores contínuos para os valores de secções eficazes calculados por interpolações ou outros modelos);

LOW-MAT – faz a correspondência entre os materiais usados e as secções eficazes relativas ao tratamento de neutrões de baixa energia para os vários materiais;

Radioactividade Induzida

Na preparação do ficheiro de entrada (ficheiro *'input'*), além das CARDS que permitem definir a geometria, estimadores e técnicas de redução de variância, podem-se definir as seguintes CARDS [69]:

RADDECAY – Para activar/desactivar processos de decaimento radioactivo. Esta CARD permite também definir parâmetros correspondentes a técnicas de redução de variância, como LAMBIAS, LPB para aplicar ao transporte dos produtos de decaimento.

IRRPROF – permite definir um perfil de radiação, o qual consiste na definição de períodos em que o alvo é irradiado, bem como a intensidade do mesmo; bem como períodos de não irradiação;

DCYTIMES – Permite definir períodos de tempo de decaimento para serem aplicados após a irradiação do alvo;

DCYSCORE – associa os detectores com um dado período de tempo definido com a CARD anterior, de maneira a indicar o estimador correspondente ao fim do tempo indicado;

Técnicas Redução Variância em FLUKA

Há varias técnicas de redução de variância em FLUKA, as mais comuns associam-se com a definição de limites para os transporte de partículas neutras e/ou carregadas [70], por exemplo limitar as partículas a seguir (PART-THR) , limites de energia para seguir partículas(EMFCUT), activar ou desactivar produção de raios delta (DELTARAY), entre outras limitações [71].

Adicionalmente é possível recorrer a técnicas que envolvem o uso conjunto de roleta russa e *splitting*. Exemplos destas CARDS são apresentadas a seguir.

WW-FACTO

Esta CARD permite definir os valores de peso superiores e inferiores para cada região do problema. No entanto a definição não fica completa até se definir adicionalmente WW-TRESH.

WW-THRES

Neste caso , análogo ao anterior, tudo se processa identicamente ao discutido para WW, com a única diferença de que desta vez, define-se uma janela de valores de peso, dependentes do valor da energia, com valores mínimo E_L e máximos E_S . Dependendo do caso em que a partícula tem energia abaixo de E_L , dentro da janela definida, ou acima de E_S ; a mesma é sujeita a um processo de , roleta russa, nenhum , ou *splitting*, respectivamente. Neste processo apenas os peso das partículas são actualizados, o valor de energia que possuem mantem-se inalterados.

Alem de definir os limites da janelas de peso em função da energia, também indica qual os factores de modificação dependentes da partícula.

***'Leading Particle biasing'* – EMF-BIAS**

Usado exclusivamente com respectivo a positrões, electrões e fotões, esta CARD permite controlar o aumento geométrico com a energia do número de partículas num chuveiro electromagnético. Tal é conseguido através da selecção de apenas uma das partículas resultantes da interacção electromagnética (a mais energética) visto ser a mais importante na propagação do chuveiro.

Neste caso, a selecção da partícula é feita aleatoriamente sendo que os peso das partículas são devidamente ajustados de maneira a manter constante a quantidade (peso)x(probabilidade).

'Leading Particle Biasing' permite assim reduzir o tempo de simulação, ao diminuir o número de partículas a seguir, contudo, introduz largas flutuações de variância. Sendo recomendado o uso conjunto com WW.

***'Multiplicity tuning'* - BIASING**

Esta CARD é análoga à LPB, mas relativo a hadrões. Permite assim seleccionar uma partícula líder, descartando as demais partículas secundárias resultantes do chuveiro de hadrões.

Tal como no caso anterior são aplicada devidas actualizações ao peso das partículas 'bisadas' de forma a procurar manter a informação inicial transportada pelas mesmas.

Absorção do neutrão não-analógica – LOW-BIAS

Há duas formas de simular a interacção de neutrões térmicos em particular, ou de partículas em geral. Estas prendem-se com a forma como os eventos de absorção são tratados.

Na interacção que envolvem neutrões térmicos, muita vez é de interesse os fenómenos de absorção em detrimento da dispersão. Dessa forma, podem redefinir-se os valores de probabilidade de sobrevivência da partícula de maneira a promover mais as absorções em detrimento das dispersões que custam tempo e recursos à máquina.

No modo não-analógico de simular interacções com neutrões térmicos, a partícula fica sujeita a uma nova probabilidade de sobrevivência (evento de não absorção), de maneira que as absorções sejam favorecidas em detrimento de dispersões. Esta modificação por sua vez introduz flutuações na variância do estimador respectivo, pelo que se deve limitar esta modificação a um múltiplo pequeno da probabilidade de sobrevivência natural.

Esta técnica é mais justificável, quando se consideram meios fracamente absorvedores ou com propriedades de dispersão muito particulares como é o caso do ferro.

Decaimentos radioactivos - LAM-BIAS

No caso em que é necessário considerar decaimentos radioactivos e respectivos produtos, o tempo de vida media dos núcleos pai pode ser muito longo, o que numa simulação analógica levaria muito tempo a obter resultados devido à fraca taxa de produção de produtos de decaimento.

Assim sendo, o Fluka oferece a possibilidade de alterar artificialmente o tempo de vida media do núcleos instáveis, através da CARD LAM-BIAS. Esta técnica tem assim a capacidade de aumentar a taxa de decaimentos e de aumentar o número de núcleos filhos sem fazer desaparecer os núcleos pais, permitindo melhorar as estatísticas concernentes aos mesmos.

Nestes casos , os efeitos desta CARD são devidamente compensados por actualizações apropriadas ao nível do peso das partículas.

Associa-se geralmente com o favorecimento da produção de muões e/ou neutrinos.

Esta CARD também oferece a possibilidade de alterar taxas de reacções fotonucleares, ou de partículas de um feixe com núcleos com pequenas secções eficazes para essa reacção, ou materiais muito finos.

Registo e estimadores

O registo e cálculo de quantidades físicas de interesse são obtidos por métodos de monte Carlo por meio de varias técnicas. Em Fluka, o equivalente ao detector no caso de uma experiencia 'real', denomina-se *score* (registo) e uma vez associado a uma quantidade física , sobre a qual registará os valores espectáveis, define-se o estimador. Os resultados espectáveis vem afectados de uma distribuição estatística e assim sendo possuem erros ou incertezas associados.

Em Fluka é possível medir as mesmas quantidades físicas por vários meios, recorrendo a diferentes estimadores [72]. Assim, entre os diferentes tipos de estimadores referem-se estimadores de : fluência de partículas, espectros em Z, corrente, *track lenght*, espectro de energia, deposição de energia, etc.

O Fluka oferece uma largo leque de estimadores já reconstruídos e estudados, sendo recomendável o uso destes , no entanto, é possível ao utilizador criar scripts para calcular por outras vias as quantidades de interesse. De notar que no caso dos estimadores originais do Fluka, estes já vem devidamente preparados para calcular os erros e aplicar efeitos devido a técnicas de redução de variância. Sobre os estimadores resta mencionar que os mesmos podem ser geometricamente independentes ou dependentes.

Entre os estimadores mais comuns do Fluka, referem-se:

USRTRACK, USRCOLL – estimadores de fluência diferencial media, $\frac{d\phi}{dE}$, relativo a um dado tipo de partícula ou família de partículas numa dada região;

USRBDX – regista a media da fluência duplamente diferencial da fluência, $\frac{d^2\phi}{dEd\Omega}$, relativo a um tipo de partícula ou família de partículas, sobre uma superfície;

USRBIN – regista a distribuição espacial da energia depositada, energia total, fluência (ou densidade de stars, ou transferência de momento) numa malha reguçar (cilíndrica ou rectangular) definida pelo utilizador. É o tipo de score que permite a criação de mapas de doses ou de fluências.

USRYIELD – relativo a partículas que escapam de uma superfície, permite registar a dupla derivada de uma dada quantidade com respeito a duas quantidades definidas pelo utilizador (por exemplo, energia e angulo, ou outras quantidades mais 'exóticas').

SCORE – estimador original implementado no Fluka e que deu nome aos demais estimadores, regista a energia depositada (ou densidade de estrelas) em todas as regiões; O seu resultado será impresso no ficheiro OUTPUT principal;

Outros tipo de scores oferecidos pelo Fluka são:

RESNUCLEI - que faz o registo dos núcleos residuais numa dada região;

EVENTBIN – análogo ao USBIN, contudo ao invés de registar valores médios, faz o print evento a evento;

AUXSCORE – Score auxiliar que permite alterar os resultados obtidos com um dado score de maneira a fazer um tratamento da informação. Oferece assim a possibilidade de filtrar os resultados e especificar coeficientes de conversão específicos, por exemplo, no calculo de doses permite seleccionar a biblioteca de coeficientes que permite converter o registo de fluências em doses depositadas ou ambiente.

Na Tabela 11 resumem-se alguns ‘scores’ permitidos pelo código FLUKA e respectiva unidades.

Name	Number	Units	Description
DOSE	228	GeV/g	Dose (energy deposited per unit mass)
ACTIVITY	234	Bq/cm ³	Activity per unit volume
ACTOMASS	235	Bq/g	Activity per unit mass
SI1MEVNE	236		Silicon 1 MeV-neutron equivalent flux
HADGT20M	237		Hadrons with energy > 20 MeV
DOSE-EQ	240	pSv	Dose Equivalent (AUXSCORE)

Tabela 11 Unidades em que por defeito os resultados dos estimadores vem indicados [69].

Coeficientes de conversão

Os coeficientes de conversão de fluência para dose ambiente baseiam-se nos valores de ICRP74 calculados por M.Pelliccioni [73] . E por defeito o FLUKA possui a opção associada à biblioteca AMB74 a qual possui coeficientes relativos a protões, neutrões, piões carregados, muões, fotões e electrões. Outras partículas tem só seus coeficientes aproximados por estes.

Relativamente à conversão de fluência para doses efectivas, Fluka tem implementada a opção que permite invocar a biblioteca ETW74, a qual implementa os coeficientes recomendados pela ICRP60 e EWTMP, recomendado por M.Pelliccioni.

No caso de iões pesados associam-se coeficientes nulos. Para mais detalhe pode consultar-se as referencias [70] e [72].

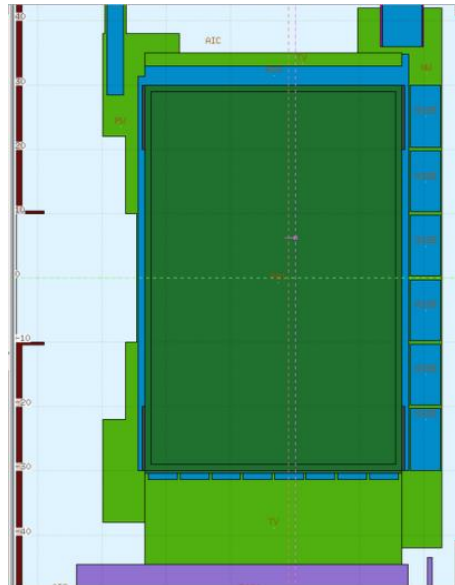


Figura 27 Alvo de espalção como apresentado pelo editor do FLUKA+FLAIR, esta vista corresponde a um corte vertical que passa pelo centro do alvo. O eixo Y corresponde à direcção vertical e o eixo dos Z corresponde à direcção horizontal.

Problema Físico

Devido aos elevados valores de fluência de partículas obtidos e às energias consideradas, o alvo exibirá valores de débitos de dose muito elevado. Adicionalmente, das reacções nucleares no alvo resulta a criação de isótopos radioactivos que originam a activação do alvo e de diversas componentes estruturais, de que resultam débitos de dose elevados durante um período de tempo considerável após a interrupção do feixe de protões.

Caso seja necessário intervir na área do alvo e efectuar por exemplo uma intervenção ou reparação devido a algum problema técnico (imagine-se uma falha no sistema de refrigeração do alvo por exemplo) ou mesmo no final de alguma campanha (período experimental) em que o alvo precise de ser inspeccionado, é de vital importância conhecerem-se os valores de débito de dose residual no recinto (alvo e zonas envolventes) para se poder calcular a exposição de trabalhadores expostos no âmbito das referidas actividades de intervenção.

Neste estudo pretendeu-se conhecer a evolução temporal da actividade do alvo, calculando débitos de doses equivalentes e quais os isótopos responsáveis pela actividade do alvo após a irradiação deste. Não se considerou o perfil de irradiação esperado do alvo ao longo do ano, antes estudou-se o efeito de um disparo de 7×10^{12} protões de 20 GeV/c.

Para conhecer o efeito relativo a um superciclos, por exemplo, basta multiplicar os valores obtidos pelo número de ciclos correspondentes.

Problema Computacional

Devido às energias envolvidas (feixe de protões de 20 GeV/c), cada partícula primária criada dará rapidamente origem a uma grande quantidade de partículas secundárias (entre as quais

neutrões e fótons). Como tal a simulação exige um tempo de cálculo muito longo. Na Tabela 12 indicam-se as especificações gerais das simulações pedidas.

Partícula do feixe	Protão
Momento da partícula	20 GeV/c
Geometria primários	Detalhada
ciclos	1x10 ⁶ (1x10 ⁷ no caso da actividade)
Scoring	5 por <i>run</i> Espectros fluência de neutrões e de fótons Mapa de dose e de fluências de neutrões e de fótons Débitos de dose equivalente (1 hora a 4 meses) Nuclidos resultantes da espalação e actividade dos mesmos ao longo do tempo.
Conjunto de valores de Default	NEW-DEFA
Processos físicos pedidos¹⁸	Decaimento activo Coalescência Evaporação
CUT-OFF	neutrão (20 meV) Fóton (333 keV) Geral (10 MeV)

Tabela 12 Resumo dos parâmetros usados nas várias simulações.

Para facilitar a obtenção de resultados, cada *scoring* foi efectuado em simulações independentes, tendo-se efectuado os seguintes registos:

- fluências de neutrões e de fótons segundo a direcção da área experimental 1;
- fluências de fótons e de neutrões segundo a direcção da área experimental 2;
- mapas de doses equivalentes e de débitos de dose equivalente no alvo;
- registo de núcleos resultantes da espalação e actividade dos vários radionuclídeos resultantes ao longo de vários períodos de tempo do alvo.

No *scoring* dos débitos de dose equivalente e da activação do alvo activaram-se as funções (oferecidas pelo FLUKA) de EVAPORAT e de COALESCENCE, que permitem simular reacções nucleares em mais detalhe, bem como registar os nuclidos resultantes e seu decaimento ao longo do tempo.¹⁹

As simulações e o tratamento dos dados obtidos foram efectuados com o auxílio da interface FLAIR.

¹⁸ Somente para o estudo envolvendo a actividade e débitos de dose ao longo do tempo.

¹⁹ Os períodos seleccionados foram: 1 hora, 1 dia, 1 semana, 1 mês e 4 meses , após a irradiação do alvo.

Fluências de fótons e de Neutrões

As fluências de fótons e de neutrões medidas foram calculadas junto do alvo segundo duas direcções ortogonais entre si: junto à janela de interface entre o alvo e o tubo de feixe de neutrões na direcção da área experimental 1 e na parte de cima do alvo, na direcção da área experimental 2 (ver Figura 28).

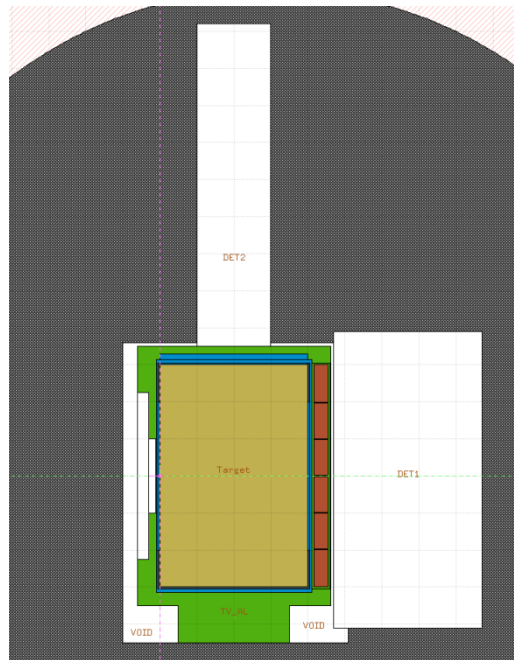


Figura 28 Esquema do alvo e do ambiente envolvente utilizado nas simulações. As regiões identificadas como DET1 e DET2, correspondem às regiões onde as fluências foram calculadas segundo as direcções de EAR-1 e EAR-2, respectivamente.

A emissão de partículas (neutrões e fótons) num processo de espalação, não é perfeitamente isotrópica, apresentando um perfil (como será indicado posteriormente) com valores máximo e mínimo de fluência.

Segundo direcção EAR-1

Os espectros de neutrões e de fótons calculados, segundo a direcção da área experimental 1, encontra-se indicados na Figura 29 e na Figura 30 respectivamente.

Observa-se que o espectro de neutrões apresenta a forma típica esperada com:

- um pico na região de energia dos meV (neutrões térmicos) ;
- uma região onde os valores de fluência em função da energia é aproximadamente constante (neutrões epitérmicos);
- um outro pico perto dos 2 MeV , a partir do qual os valores da fluência (com a energia) diminuem rapidamente (neutrões de espalação não moderados);
- o pico da cascata, à volta dos 100 MeV

- até atingir o valor de energia máxima, perto dos 20 GeV (transferência de energia quase total do próton incidente para o neutrão gerado).

Deste espectro observam-se valores de fluências na ordem dos 10^{10} neutrões por cm^2 , sendo que o espectro de neutrões se estende até à região dos GeV.

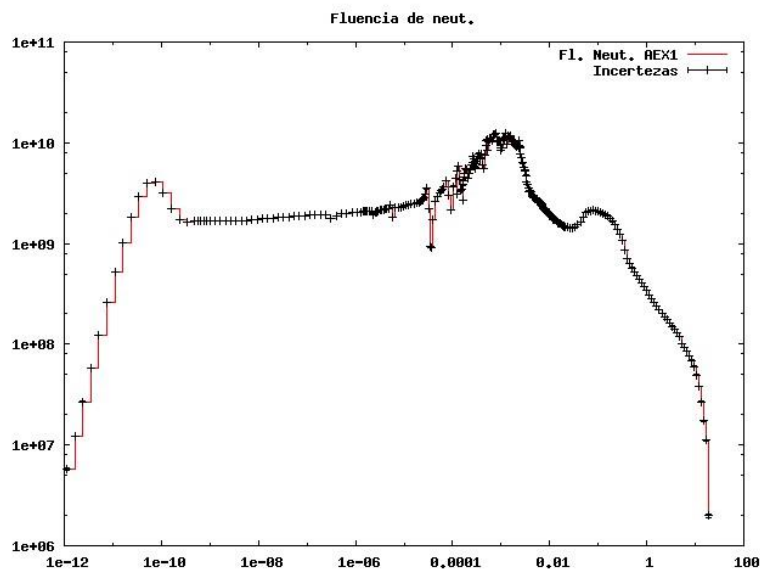


Figura 29 Espectro em energia (GeV) da fluência dos neutrões junto do alvo segundo a direcção da EAR-1.

Relativamente ao espectro dos fótons (Figura 30), estes apresentam um arco, com a concavidade virada para cima e que se estende desde os 333 keV (valor do CUTOFF especificado no código FLUKA e usado na simulação destes) até perto dos 20 GeV. É ainda possível identificar alguns picos relativos a:

- captura no ^{10}B , com energia de 478 keV;
- captura no hidrogénio, com energia de 2,2 MeV;
- e captura no ^{24}Al , com energia de 7,7 MeV.

Também ocorrem emissões de fótons devido a aniquilação de pares electrão-positrão, no entanto mais difíceis de notar por se encontrarem perto do pico de captura do ^{10}B com energia de 511 keV.

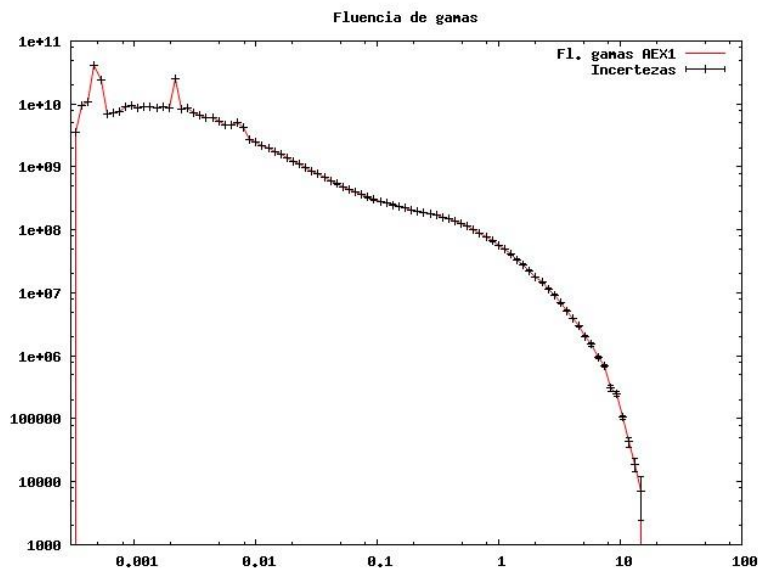


Figura 30 Espectro em energia (GeV) da fluência de fótons junto ao alvo segundo EAR-1.

Segundo direcção EAR-2

Segundo a direcção da área experimental 2 , os espectros de neutrões (Figura 31) e de fótons (Figura 32) são similares aos obtidos segundo a direcção da área experimental 1. Observam-se os mesmos picos , nas mesmas energias, porém com valores de fluências e de energia máxima mais baixos. A energia máxima dos fótons ou dos neutrões na direcção da EAR-2 são inferiores a 1 GeV .Os valores de fluências , quer de neutrões, quer de fótons, calculadas segundo a direcção da EAR-2 são inferiores, numa ordem de grandeza (caso dos neutrões) ou duas ordens de grandeza (caso dos fótons), quando comparadas com as fluências obtidas segundo a direcção horizontal (Figura 29 e Figura 30).

Comentário [pv1]: Falta referênci...

Comentário [pv2]: Porquê ???

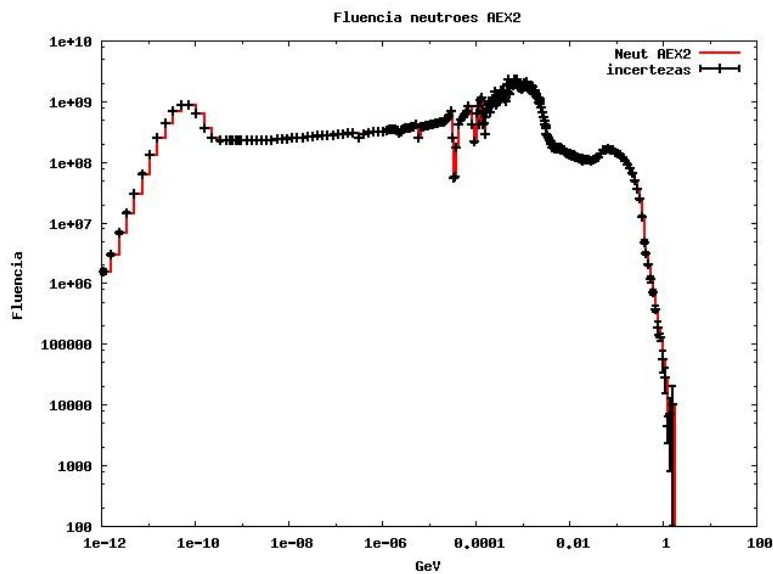


Figura 31 Espectro em energia da fluência de neutrões próximo do alvo segundo a direcção da EAR-2.

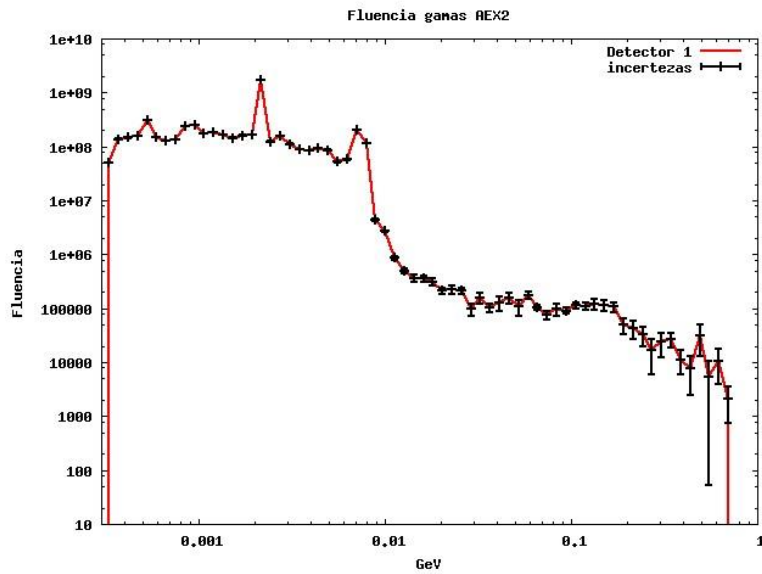


Figura 32 Espectro em energia da fluência de fotões próximo do alvo segundo a direcção da EAR-2.

Há também uma diferença drástica na comparação do espectro dos fotões nos dois casos. Enquanto que na direcção da área experimental 1, o espectro dos fotões se estende até perto dos 20 GeV, com uma redução relativamente gradual dos valores de fluência com a energia a partir dos 10 MeV; na direcção da área experimental 2, o espectro dos fotões apresenta uma diminuição abrupta nos valores das fluências entre 10 MeV e 100 MeV.

Na Figura 33 e na Figura 34 apresentam-se os espectros de neutrões e de fotões segundo a direcção de ambas as áreas experimentais, respectivamente, sobrepostos no mesmo gráfico para rápida comparação.

Comentário [pv3]: Remover ! Não traz nada de útil...

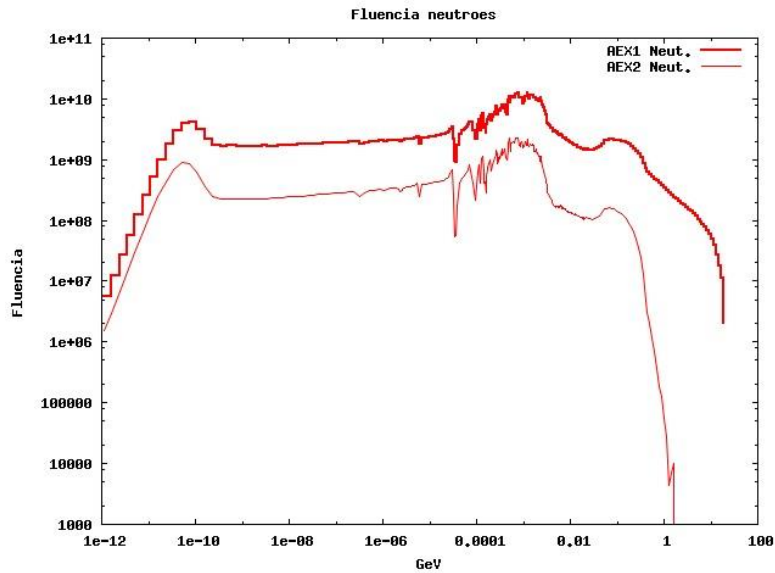


Figura 33 Espectros em energia das fluências de neutrões junto ao alvo segundo as direcções da EAR-1 (AEX1) e EAR-2 (AEX2) sobrepostas.

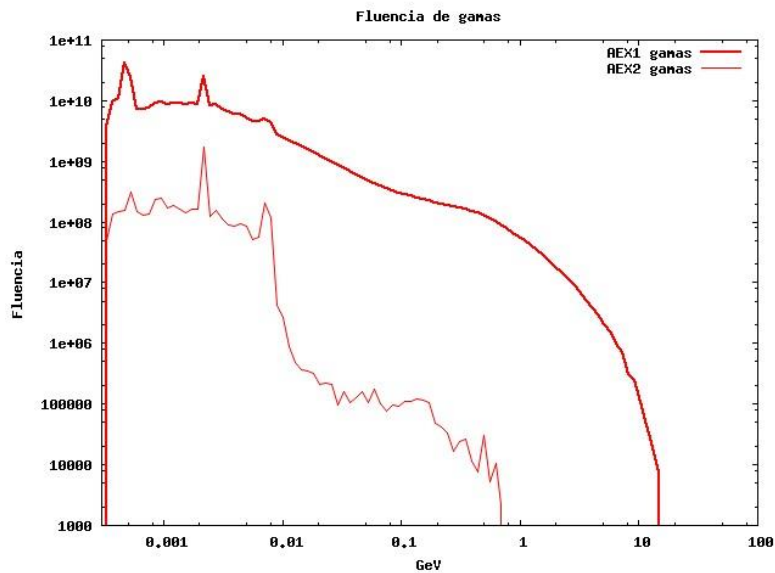


Figura 34 Espectros em energia das fluências de fotões (gamas) junto ao alvo segundo as direcções da EAR-1 (AEX1) e EAR-2(AEX2) sobrepostas.

É interessante extrapolar os valores das fluências obtidas junto ao alvo, para distâncias de 200 m e de 20 m, relativas às posições das EAR-1 e EAR-2, respectivamente. Esta extrapolação é realizada considerando-se uma emissão isotrópica dos neutrões e dos fótons, em que as fluências variam com o inverso do quadrado da distância d^2 . Embora não leve em conta a geometria do tubo de neutrões ou o efeito de colimadores, esta extrapolação simples permitirá obter em primeira aproximação os valores de fluências esperados nas posições correspondentes a cada uma das áreas experimentais.

Indicam-se os espectros de fluências de neutrões (Figura 35) e de fótons (Figura 36) extrapolados, para ambas as áreas experimentais.

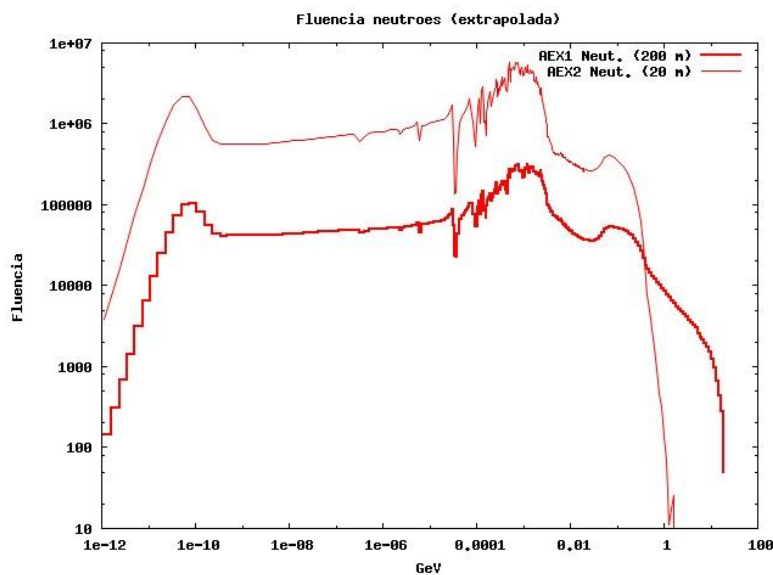


Figura 35 Valores de fluência de neutrões extrapolados para 200 m (relativo a EAR-1, identificada como AEX1) e 20 m (relativo a EAR-2, identificada como AEX2).

Comparando os espectros das fluências extrapolados, verifica-se que as fluências de neutrões esperadas a 200 m do alvo, na direcção da EAR-1, são inferiores às esperadas obter a 20 m do alvo, na direcção da EAR-2, em uma ordem de grandeza! Ou seja, houve uma inversão nas intensidades relativas das fluências de neutrões relativamente ao caso em que estas eram consideradas junto ao alvo. Tal justifica-se pelo facto de a EAR-2 se encontrar 10 vezes mais próxima do alvo do que a EAR-1.

Estes resultados estão de acordo com os obtidos noutros estudos mais detalhados [21].

Relativamente às fluências de fótons esperadas, estas são ligeiramente superiores na EAR-2, até perto dos 10 MeV, reduzindo-se rapidamente até energias na ordem dos MeV, não se estendendo para além destas.

É possível verificar que os picos no espectro das fluências de fótons esperado na EAR-2 são superiores aos picos respectivos na EAR-1. Tal deve-se ao moderador adicional contendo água borada, que foi introduzido junto ao alvo na direcção da EAR-1, o qual permite reduzir os picos

de captura em ^1H (pico em 2,2 MeV), embora aumente o valor do pico correspondente à captura pelo ^{10}B (478 keV).

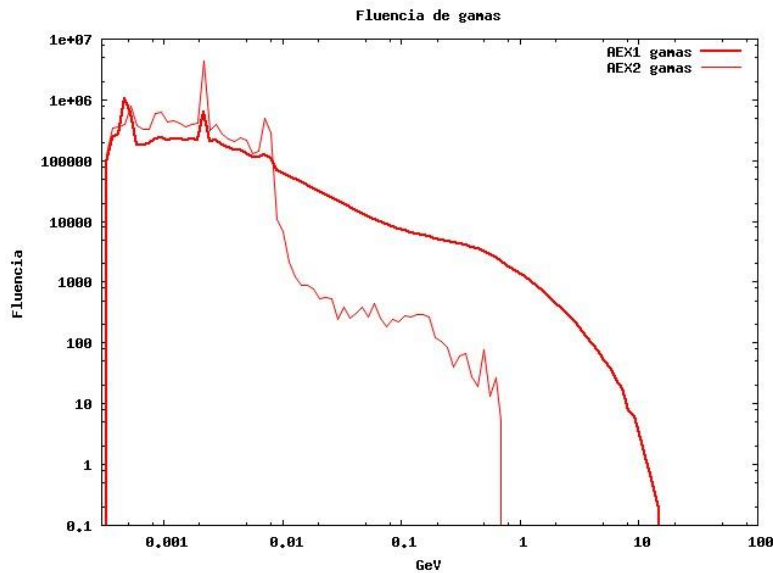


Figura 36 Valores de fluência de fótons extrapolados para 200 m (relativo a EAR-1) e 20 m (relativo a EAR-2).

De maneira geral, espera-se obter na EAR-2:

- fluências de neutrões (principalmente na região de energias de interesse correspondente à região de energia entre 20 meV e os 250 MeV), superiores às esperadas encontrar na EAR-1;
- fluências de fótons, que se estendem até energias na ordem dos MeV (enquanto na EAR-1 espera-se fluências de fótons com relativa intensidade até ordem dos GeV).

Comentário [pv4]: ???

Comentário [pv5]: ???

Na Tabela 13 apresenta-se um resumo das observações relativas a cada área experimental.

20 meV – 250 MeV	Fluência de Neutrões	Fluência de Fótons
EAR-1 (200 m)	<ul style="list-style-type: none"> • $\sim 10^5 \text{ cm}^{-2}$ • $E_{\text{max}} \sim \text{GeV}$ 	<ul style="list-style-type: none"> • $\sim 10^6 \text{ cm}^{-2}$ • $E_{\text{max}} \sim 10 \text{ GeV}$
EAR-2 (20 m)	<ul style="list-style-type: none"> • $\sim 10^6 \text{ cm}^{-2}$ • $E_{\text{max}} \sim 300 \text{ MeV}$ 	<ul style="list-style-type: none"> • $\sim 10^6 \text{ cm}^{-2}$ • $E_{\text{max}} \sim 300 \text{ MeV}$

Tabela 13 Tabela resumindo as observações relativas às fluências de fótons e de neutrões esperadas obter a 200m (EAR-1) e 20m (EAR-2). Considera-se o intervalo de energia dos 20 meV-250 MeV.

Análise das incertezas

As incertezas relativas (obtidas directamente do programa) no cálculo das fluências de neutrões e de fotões indicam-se da Figura 37 à Figura 40, onde se observa que:

Comentário [pv6]: De que tipo ?
Estatísticas ?

1. Nas incertezas relativas ao cálculo de fluências de neutrões junto do alvo, segundo a direcção da área experimental 1, Figura 37, estas apresentam incertezas sempre inferiores a 10%, sendo os extremos do espectro os únicos responsáveis por incertezas mais elevadas. No entanto na região de interesse (20 meV aos 250 MeV) as incertezas obtidas são inferiores a 3%. De notar que a maior parte das medições na região de interesse apresenta incertezas inferiores a 1%!
2. No estudo das fluências dos fotões (calculadas junto ao alvo na direcção da EAR-1), as incertezas obtidas (Figura 38) apresentam valores na região de interesse inferiores a 2%.
3. No cálculo das fluências de neutrões junto ao alvo na direcção da área experimental 2 as incertezas obtidas (Figura 39) são inferiores a 2% , excepto para energias perto dos 10 MeV onde se verificam ainda assim incertezas inferiores a 5%.
4. Finalmente, no cálculo da fluência dos fotões (Figura 40), junto ao alvo segundo a direcção da área experimental 2, as incertezas são inferiores a 5% até energias perto dos 10 MeV, a partir desse ponto apresentam valores superiores a 10%.

As incertezas tão elevadas conseguidas no caso 4 são o resultado da dificuldade de simular fotões segundo a direcção perpendicular do feixe incidente , menos privilegiada na emissão de fotões.

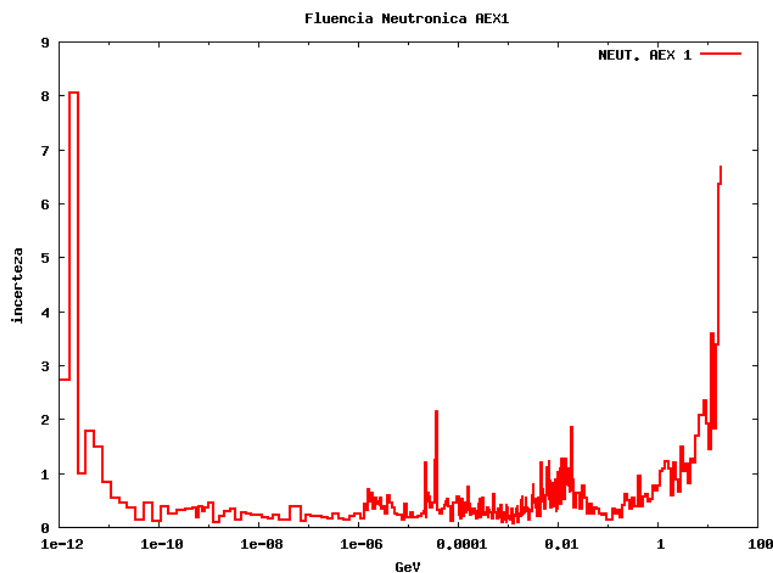


Figura 37 Incertezas relativas associadas às medições de fluência de neutrões na eminência do alvo segundo a direcção da EAR-1.

Comentário [pv7]: De que tipo ???

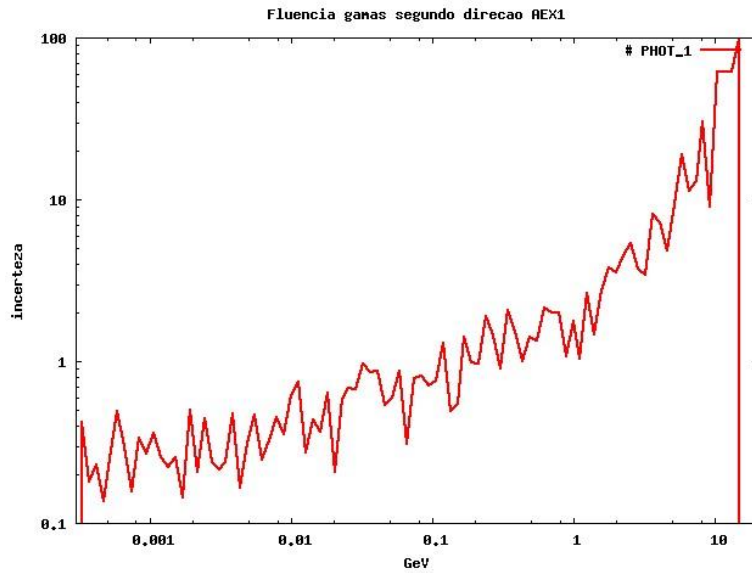


Figura 38 Incertezas relativas associadas às medições de fluência de fótons na eminência do alvo segundo a direcção da EAR-1.

Comentário [pv8]: De que tipo ???

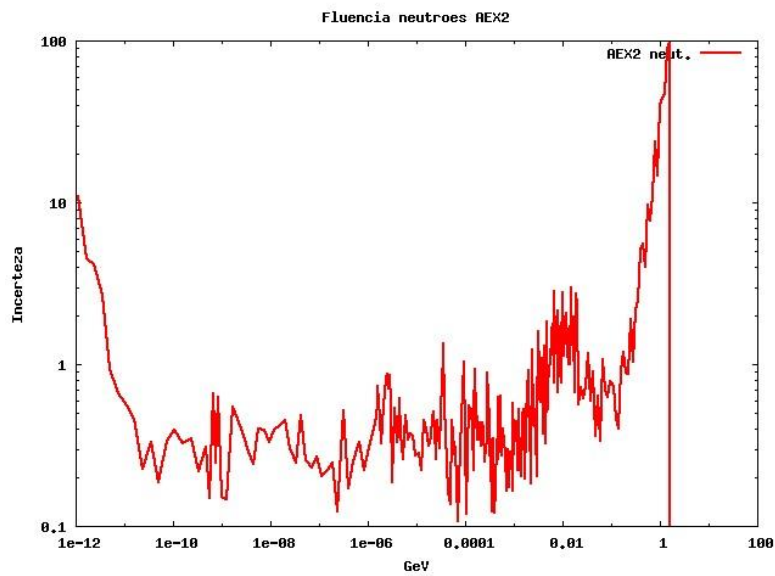


Figura 39 Incertezas relativas associadas às medições de fluência de neutrões na eminência do alvo segundo a direcção da EAR-2.

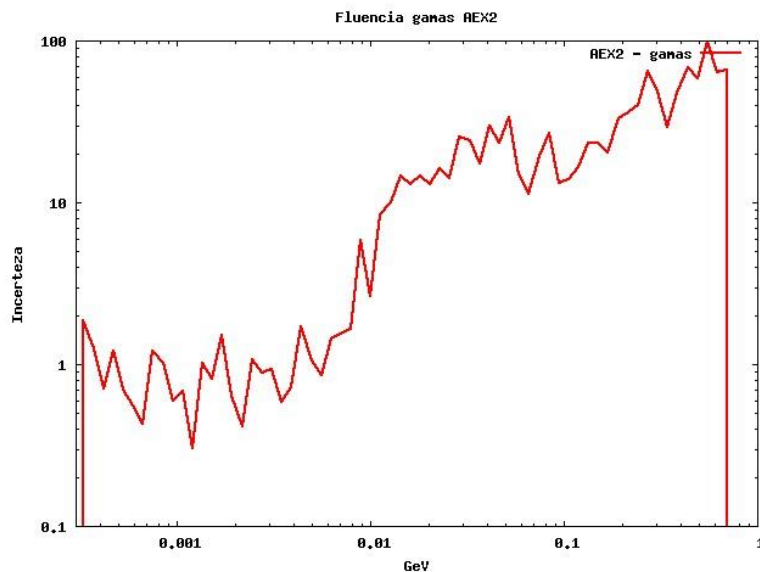


Figura 40 Incertezas relativas associadas às medições de fluência de fótons na eminência do alvo segundo a direção da EAR-2.

Estas incertezas tão elevadas obrigam a que se interpretem os resultados relativos às fluências de fótons para energias superiores a 10 MeV com cuidado. Esta região de energia foi onde se observou uma forma nas fluências de fótons muito diferente da obtida para o caso correspondente à área experimental 1 onde o espectro toma forma convexa nesta. Assim as fluências de fótons nesta região devem ser melhor estudadas até se obter melhor estatística, impedindo a realização de qualquer conclusão segura que leve em consideração os fótons (de energia mais elevada) emitidos segundo a direção da área experimental 2 nesta região de energia. No entanto, é notória a diminuição rápida da fluência com a energia acima dos 10 MeV, consequência de se tratar de uma direção ortogonal ao feixe incidente.

Analise dos espectros de neutrões e fótons

Na análise dos espectros das fluências de neutrões, junto ao alvo, observam-se maiores intensidades segundo a direção da EAR-1 do que segundo a direção da EAR-2. No entanto, quando se introduz em primeira aproximação o efeito da distância das áreas experimentais ao alvo, nota-se uma inversão neste comportamento, obtendo-se maior fluências de neutrões na EAR-2 do que na EAR-1. No entanto a diminuição de fluências de neutrões a 200 m segundo a área experimental 1 vem acompanhada de uma redução significativa do background, de modo que as fluências de fótons possuem intensidades semelhantes na gama de energia abaixo dos 10 MeV, diferindo somente para energias superiores. Contudo as incertezas associadas às medições de fluências dos fótons segundo a direção da área experimental 2 são muito elevados nesta região (energias superiores a 10 MeV) não sendo possível uma análise adequada dos resultados.

Em ambos os casos, as fluências quer de neutrões quer de fótons, segundo a direção da EAR-1 estendem-se numa gama de energia maior do que segundo a direção da EAR-2.

Mapas de fluência de fótons e de neutrões

Na Figura 41 e na Figura 42 apresentam-se os mapas relativos à fluência de fótons e de neutrões no alvo e nos componentes estruturais em seu redor. Estes valores dizem respeito a valores de fluências integradas em energia (isto é consideram todas as partículas de um dado tipo, sejam fótons ou neutrões, com energias até 20 GeV). Os valores já se encontram normalizados a impulso de 7×10^{12} prótons incidentes. Finalmente, estes valores de fluências foram calculados por volume (bins de 1 cm^3) definido.

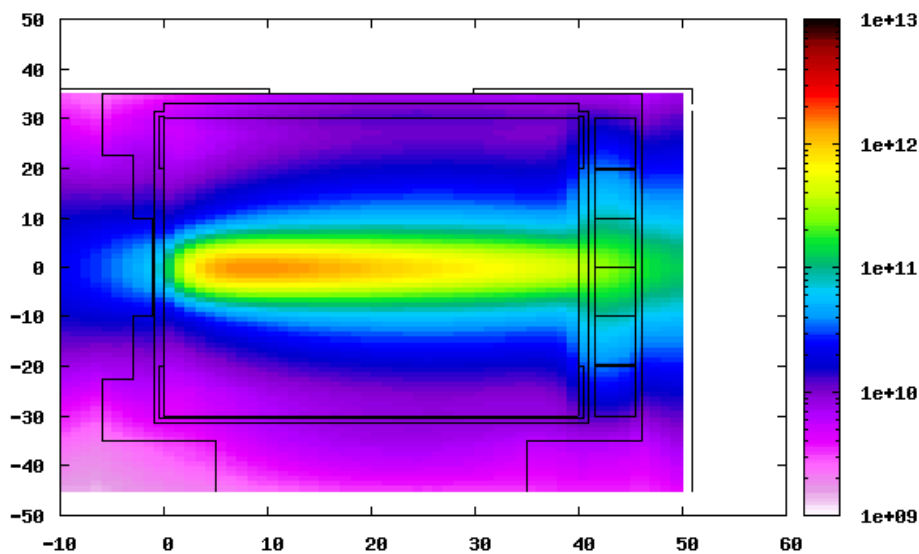


Figura 41 Mapa de fluência dos fótons segundo um plano transversal do alvo de espalção, em unidades de cm^{-2} por impulso de 7×10^{12} prótons. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.

Da Figura 41 é possível observar uma emissão mais intensa (maior fluência) de fótons segundo a direcção do feixe (direcção Z, eixo horizontal). Na saída do alvo observam-se fluências integradas (de fótons de energia até aos 20 GeV) da ordem dos 10^{11} - 10^{12} cm^{-2} por impulso²⁰ (de 7×10^{12} prótons incidentes), enquanto que segundo a direcção perpendicular as fluências já são da ordem de 10^9 - 10^{10} cm^{-2} ²¹, duas ordens de grandeza inferiores, como já observado a partir dos espectros de fluências anteriormente apresentados.

Do mapa de fluência de neutrões apresentado na Figura 42 é possível observar uma emissão preferencial de neutrões (fluência mais intensa) segundo a direcção do feixe incidente

²⁰ Uma comparação com os valores de fluências apresentados nos espectros anteriores não é possível directamente, pois nos espectros as fluências foram apresentadas integradas num volume e por (bin de) energia. Nos mapas de fluência por sua vez, estas são apresentadas integradas em energia por (bin de) volume.

²¹ Idem.

(direcção da EAR-1), no entanto em redor do alvo os valores de fluência são menores apresentando alguma isotropia.

Na direcção do feixe de prótons incidente a fluência de neutrões (integrada em energia) chega a atingir valores da ordem $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, enquanto que na periferia, e principalmente na direcção perpendicular à direcção do feixe de prótons incidente, observam-se valores de fluência da ordem $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Esta relativa pouca diferença fica no entanto explicada pela introdução de uma camada moderadora segundo a direcção da EAR-I (correspondente à janela de saída de neutrões) a qual irá moderar fortemente os neutrões. Note-se os valores da fluência imediatamente antes (da ordem de 10^{12} cm^{-2}) e imediatamente depois (da ordem de 10^{11} cm^{-2}) da janela de saída dos neutrões. Esta redução em uma ordem de grandeza é conseguida, segundo a direcção da EAR-I à custa de 4 cm de água borada adicional, enquanto que a mesma redução, segundo a direcção da EAR-II, é conseguida com menor espessura de água (desmineralizada).

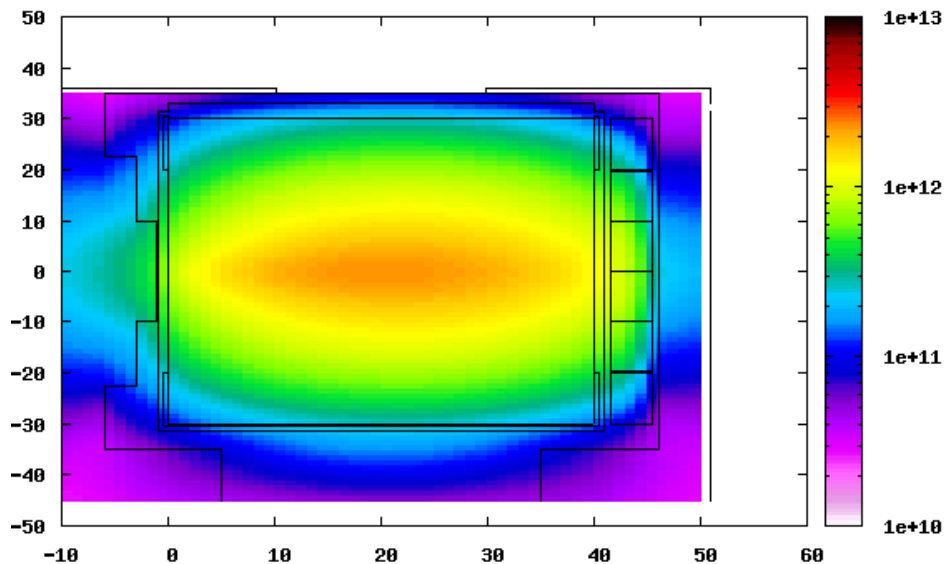


Figura 42 Mapa de fluência (cm^{-2}) dos neutrões. É apresentado um corte transversal do alvo de espalçamento. O feixe incide pela esquerda. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.

Mapas de dose-equivalente e de débito de dose ao longo do tempo

Comentário [pv9]: Explicar como se obtém a dose equivalente ! OBRIGATÓRIO !

Simularam-se 1×10^7 prótons incidentes no alvo de chumbo. No final retiraram-se os valores de débitos de dose e de débitos de dose ao longo do tempo na região do alvo. Após a irradiação do alvo os débitos de dose devem-se essencialmente à actividade residual dos radionuclidos produzidos pelas reacções nucleares nas cascatas intra e internucleares resultantes do processo de espalçamento.

Na **Erro! A origem da referência não foi encontrada.** apresenta-se a dose equivalente resultante da irradiação do alvo por um impulso de 7×10^{12} prótons de momento 20 GeV/c. Observam-se valores mais elevados de dose no interior do alvo e que esta diminui gradualmente à medida que se afasta do centro. Segundo estes dados as doses implicadas na utilização do espectrómetro são muito elevadas, da ordem do 10^9 mSv por impulso de 7×10^{12} prótons incidentes, sendo os valores mínimos da ordem de 10^7 mSv por impulso, na periferia do alvo, o que ainda assim são doses muito elevadas!

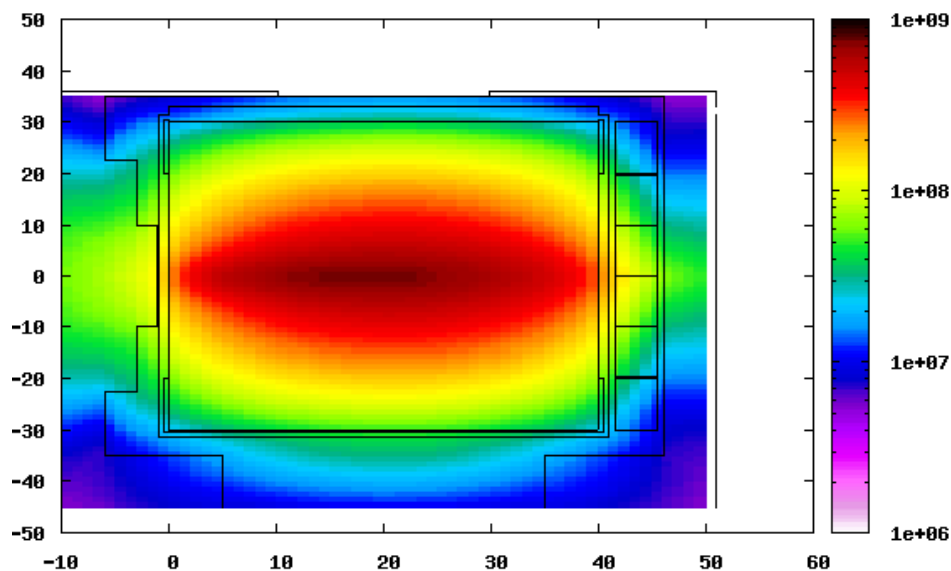


Figura 43 Mapa de Dose equivalente segundo um corte transversal do alvo (direcção Z segundo a horizontal e Y segundo a vertical). As doses vem em unidades de mSv/impulso de 7×10^{12} prótons incidentes.

A Tabela 14 apresenta os valores de dose equivalente devidos à irradiação do alvo com 7×10^{12} prótons de momento 20 GeV/c, imediatamente após terminado o disparo. Verificam-se valores de dose equivalente muito elevados superiores a 10^4 Sv nos componentes estruturais e periferia do alvo de chumbo.

	Alvo		contentor	Água ²²
	interior	periferia		
Dose equivalente	10^6 Sv	$\sim 10^5$ Sv	$>10^4$ Sv	$10^4 \sim 10^5$ Sv

²² Esta coluna é relativa à água de refrigeração, que entra em contacto directo com o alvo, como à água borrada que modera os neutrões. No entanto possuem sistemas de circulação independentes.

Tabela 14 Valores de dose equivalente imediatamente após a irradiação do alvo com 7×10^{12} prótons de momento 20 GeV/c.

Comentário [pv10]: Errado !

Se é débito de dose, não pode ser em Sv !

CORRIGIR !

Seguidamente, apresentam-se os mapas de débitos de dose equivalente no alvo de espalção, ao fim de diferentes períodos de tempo correspondentes a : 1 hora (Erro! A origem da referência não foi encontrada.), 1 dia (Erro! A origem da referência não foi encontrada.), 1 semana (Erro! A origem da referência não foi encontrada.) e um mês (Erro! A origem da referência não foi encontrada.). Pretendeu-se mostrar o mapa de débito de dose equivalente ao fim de 4 meses após a irradiação do alvo, contudo eram apresentadas incertezas superiores a 20% e 50%.

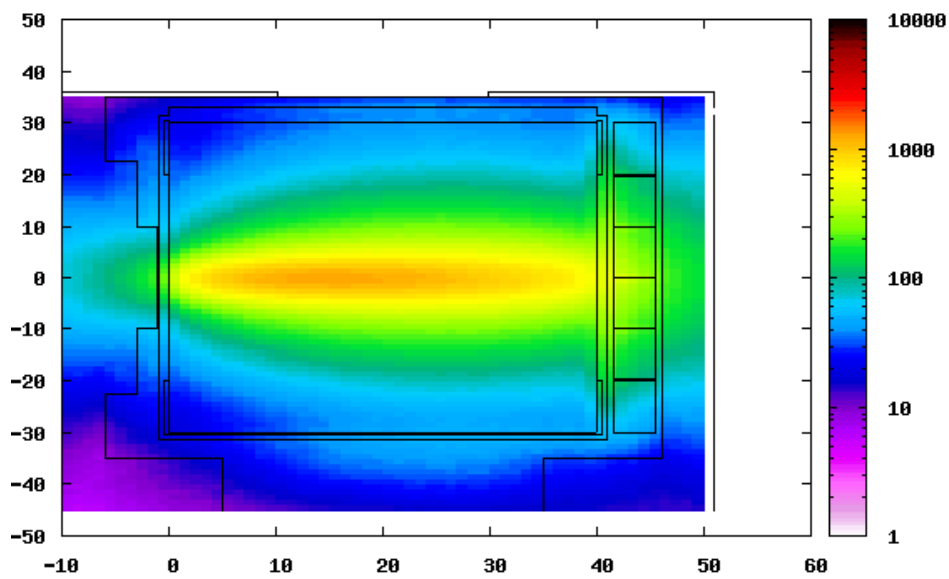


Figura 44 Mapa de débito de dose equivalente, em unidades de mSv/h, após uma hora desde a irradiação do alvo de chumbo com um feixe de 7×10^{12} prótons de 20 GeV/c. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.

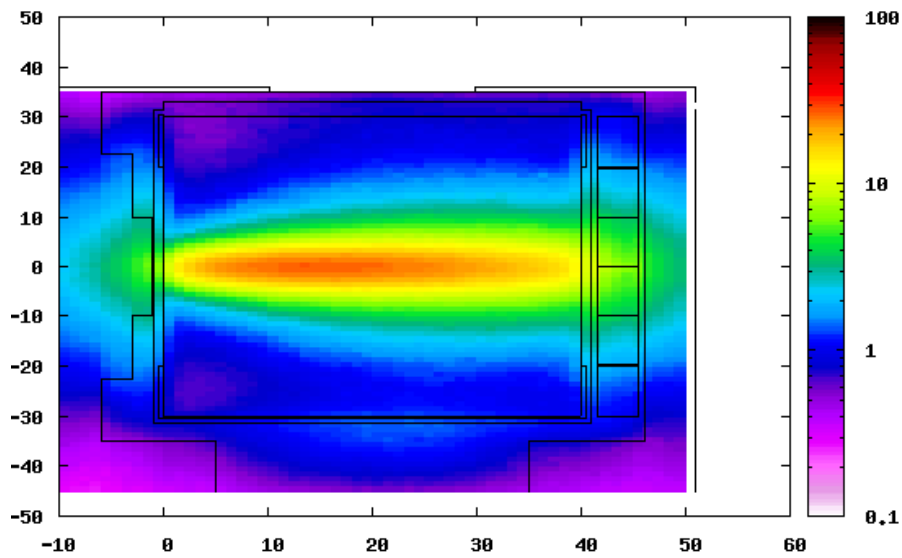


Figura 45 Mapa de débito de dose equivalente, em unidades de mSv/h, um dia depois da irradiação do alvo de chumbo com um feixe de 7×10^{12} prótons de 20 GeV/c. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.

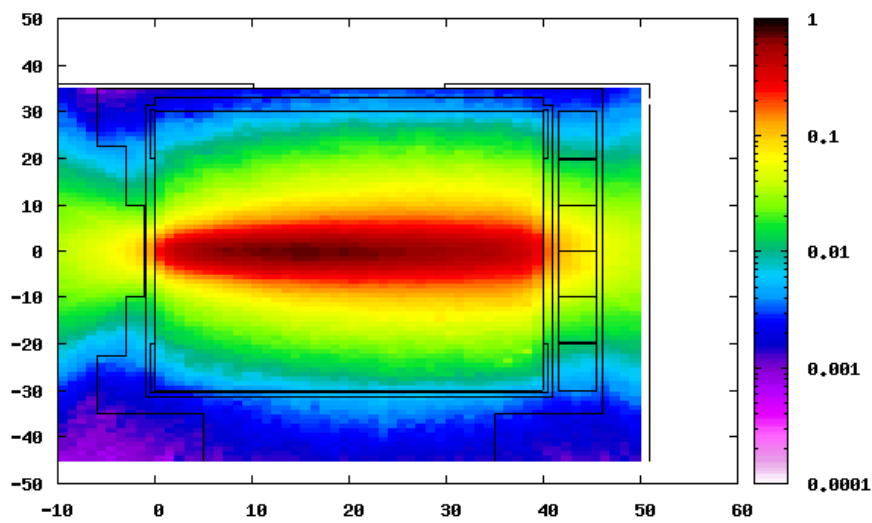


Figura 46 Mapa de débito de dose equivalente, em unidades de mSv/h, uma semana depois da irradiação do alvo de chumbo com um feixe de 7×10^{12} prótons de 20 GeV/c. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.

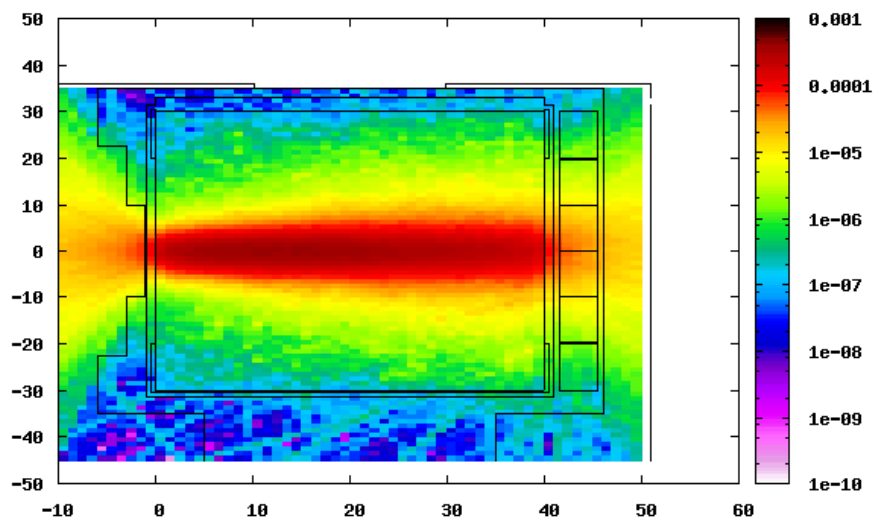


Figura 47 Mapa de débito de dose equivalente, em unidades de mSv/h, um mês depois da irradiação do alvo de chumbo com um feixe de 7×10^{12} prótons de 20 GeV/c. Na horizontal indica-se a direcção Z e na vertical indica-se a direcção Y, em cm.

Dos mapas de debito de dose criou-se a Tabela 15 com a indicação dos débitos de dose na periferia do alvo e no seu interior.

Comentário [pv11]: INÓCUO E INCONSEQUENTE !
RETIRAR !!!

	Alvo		contentor	Água
	interior	periferia		
1 hora	>1 Sv/h	50 - 500 mSv/h	10 - 50 mSv/h	50 - 500 mSv/h
1 dia	10 - 50 mSv/h	1 - 10 mSv/h	0,5 - 10 mSv/h	1 - 10 mSv/h
1 semana	0,5 - 1 mSv/h	50 - 500 μ Sv/h	1 - 50 μ Sv/h	5 - 100 μ Sv/h
1 mês		< 1 μ Sv/h		

Tabela 15 Débitos de dose em duas localizações diferentes do alvo de espalação, para diferentes períodos após irradiação do alvo.

Observa-se que leva cerca de uma semana para que os valores de débito de dose à superfície do alvo sejam inferiores a 2 mSv/h. Observam-se portanto reduções rápidas dos débitos de dose, porem estes chegam a ser muito elevados nos instantes iniciais após a interrupção do feixe de prótons. Especialmente, a água, quer a de refrigeração, quer a água borada, apresentam valores de débito de dose superiores a 50 mSv/h, no final da primeira hora, atingindo valores de débito de dose perto dos 500 mSv/h.

Comentário [pv12]: Re-escrever !
Assim, não !

Comentário [pv13]: Tabela 15:
Apresentar a média dos 3 resultados !!!
Não apresentar os 3 separadamente !

Comentário [pv14]: Fazer gráfico dos valores ! É mais apelativo !!!

Radionuclidos produzidos e respectiva radioactividade

Para compreender estes valores de débito de dose, fez-se o registo dos radionuclidos resultantes da irradiação do alvo com um feixe de 7×10^{12} protões, que se apresenta na **Erro! A origem da referência não foi encontrada.**, em que se indica para cada radionuclido a quantidade desse radionuclido produzida por um feixe de 7×10^{12} protões de 20 GeV/c. O número atómico é apresentado no eixo horizontal, enquanto que na vertical apresenta-se o numero de massa do radionuclido.

Esta tabela de isótopos apresenta uma 'cauda' que se estende até aos isótopos mais leves, com uma 'cabeça' centrada nos isótopos de chumbo.

Na **Erro! A origem da referência não foi encontrada.** apresenta-se a mesma produção isotópica (quantidade de um dado isótopo produzido por um feixe de 7×10^{12} protões), indicando o número de neutrões (vertical) e de protões (horizontal). Os radionuclídeos formados são maioritariamente instáveis com tempo de semivida relativamente curtos (entre algumas horas a poucos dias) o que permite explicar o porquê de se obter valores de débito de dose equivalente tão elevados e também a rápida diminuição temporal da actividade do alvo.

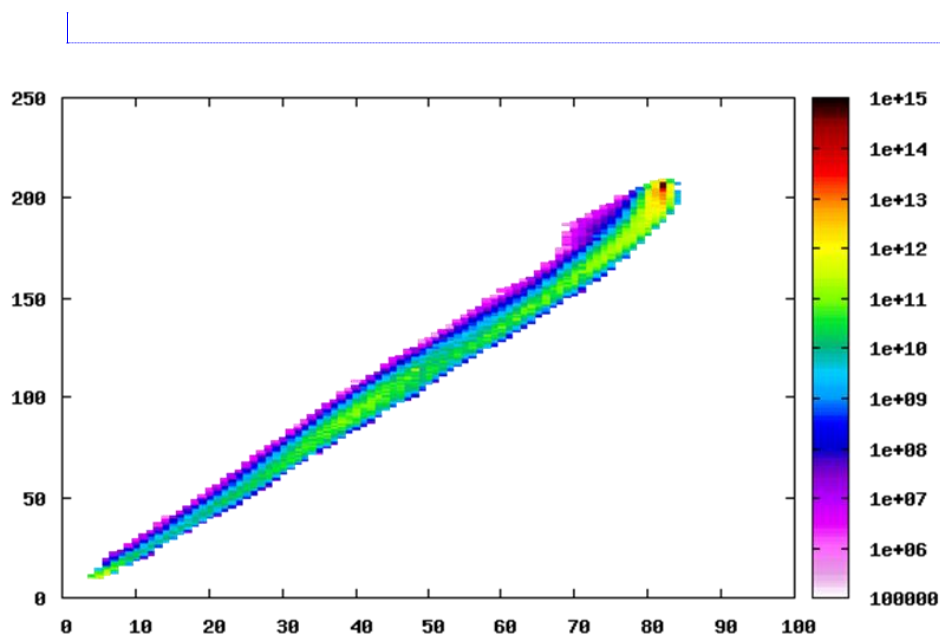


Figura 48 Tabela de isótopos (Z na horizontal, A na vertical) resultantes de se fazer incidir um feixe de protões num alvo de chumbo. Indica-se a quantidade de isótopos produzidos.

Finalmente, na Tabela 16 indicam-se quais os isótopos com maior actividade no final de cada período.

Período	Nuclídeo	Actividade (Bq)	Incerteza relativa (%)
1 hora	²⁰¹ Pb	2.07×10^8	$\pm 3.09 \times 10^{-2}$
	¹⁹⁹ Pb	4.58×10^8	$\pm 3.89 \times 10^{-2}$
1 dia	²⁰³ Pb	5.94×10^7	$\pm 2.16 \times 10^{-2}$
	²⁰⁰ Ti	4.06×10^7	$\pm 2.93 \times 10^{-2}$
1 semana	²⁰³ Pb	8.83×10^6	2.15×10^{-2}
	¹⁹⁷ Hg	3.50×10^6	3.38×10^{-2}
1 Mês	²⁰¹ Ti	1.36×10^4	3.54×10^{-2}
	¹⁹⁷ Hg	9.04×10^3	3.38×10^{-2}
4 Meses	¹²⁹ Te	1.96×10^{-1}	5.84×10^0

Tabela 16 Radionuclídeos produzidos que contribuem mais significativamente para a actividade total do alvo para cada período de tempo. A respectiva actividade e incerteza no cálculo desta são também listados.

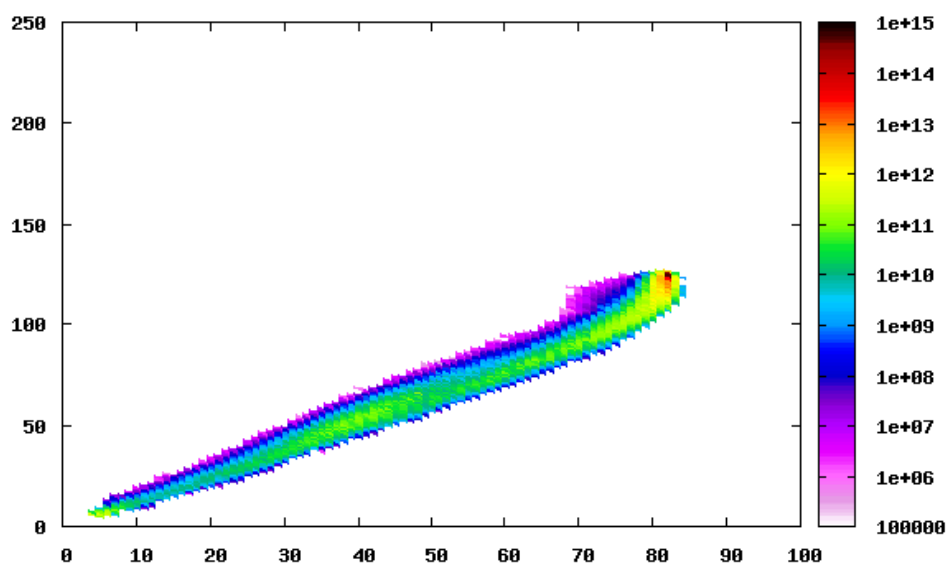


Figura 49 Tabela de isótopos resultantes de se fazer incidir um feixe de 7×10^{12} prótons de momento 20 GeV/c no alvo de espalção de chumbo. Na horizontal indica-se o número atômico e na vertical o número de nêutrons. Indica-se a quantidade de isótopos produzidos.

Na Tabela 17 indicam-se os tempos de semivida dos radionuclídeos apresentados na Tabela 16.

Isótopo	$T_{1/2}$	Modo de Decaimento	Energia libertada (keV)
¹⁹⁹ Pb	1.5 h	β^+ (100%)	1809.2
²⁰¹ Pb	9.3 h	β^+ (100%)	901.9
²⁰³ Pb	51.9 h	ϵ (100%)	974.62
²⁰⁰ Ti	26.1 h	β^+ (100%)	1433.84
²⁰¹ Ti	72.9 h	ϵ (100%)	481.2
¹⁹⁷ Hg	64.1 h	ϵ (100%)	600.11
¹²⁹ Te	1.2 h	β^- (100%)	1500.19

Tabela 17 Alguns dados relativos aos radionuclídeos de maior actividade resultantes da espalção do alvo de chumbo por um feixe de prótons de 20 GeV/c. Estes dados foram retirados de [74].

Nota-se que os radionuclídeos de maior actividade são também os que foram produzidos em maior quantidade (isótopos dos elementos: chumbo, tálio e mercúrio – ver **Erro! A origem da referência não foi encontrada.**) e de número atómico muito parecido ($Z=82$, $Z=81$ e $Z=80$).

Ao fim de 4 meses após a irradiação do alvo , a maior contribuição para a actividade total deve-se ao ^{129}Te , o qual apresenta uma actividade inferior a 1 Bq.

Observa-se que a actividade nos primeiros períodos (até uma semana) se devem principalmente a isótopos do chumbo. Após esse tempo, os radionuclídeos mais radioactivos são descendentes de isótopos de chumbo, com excepção do ^{129}Te . O decaimento de isótopos de chumbo resulta em descendentes como ^{200}Tl (descendente do ^{200}Pb), ^{201}Tl (^{201}Pb) e ^{197}Hg (^{197}Tl , por sua vez descendente de ^{197}Pb e ^{201}Bi , ambos isótopos formados preferencialmente durante a irradiação do alvo).

Nota-se que os isótopos mais radioactivos nos períodos mais curtos após a irradiação do alvo, possuem tempo de semivida inferiores aos que irão estar mais activos nos períodos seguintes. Havendo como excepção o ^{129}Te . No entanto é de salientar que este não resulta directamente de um isótopo do chumbo , como os anteriores, podendo surgir ao fim de um longa cadeia de decaimentos. O que explica o seu aparecimento tardio embora possua o tempo de semivida mais curto, porem a sua fraca actividade sugere que seja produzido em muito pouca quantidade. A explicação para a existência deste isótopo pode dever-se ao facto de que o alvo de chumbo não possui 100% de pureza, contendo vestígios de outros elementos (inclusive prata²³).

²³ o ^{129}Te pode resultar de uma cadeia iniciada por ^{130}Ag ou ^{129}Ag .

Conclusão

O espectrómetro de tempo de voo do CERN é uma instalação que utiliza um feixe colimado de neutrões para a determinação experimental das secções eficazes de interacção (principalmente captura neutrónica e fissão) de neutrões em amostras de actínidos, materiais estruturais e outros, de relevância para sistemas inovadores de Tecnologia Nuclear e para estudos de Astrofísica Nuclear. O feixe de neutrões é produzido num alvo de chumbo onde incidem protões de energia 20 GeV e intensidade 7×10^{12} protões por pulso; o alvo de chumbo funciona como uma fonte de neutrões resultantes de reacções de espalação dos protões nele incidentes..

Em virtude da elevada energia e intensidade do feixe de protões, as fluências (instantâneas) de neutrões obtidas são consideráveis e aliadas às outras características do espectrómetro (intervalo de tempo entre pulsos de protões de 14,4 segundos, 185 m de distância de voo entre o alvo e a área experimental, sistema de colimação sofisticado e electrónica rápida dos detectores e sistema de aquisição), propiciam a medições de secções eficazes de interacção de neutrões com elevada resolução em energia, baixo fundo e numa gama de energia sem precedentes.

As elevadas fluências de partículas obtidas levam a que os débitos de dose equivalente no alvo de espalação e zonas envolventes sejam muito elevados durante o funcionamento do feixe de protões mas também após a sua interrupção, comprometendo o acesso de trabalhadores em caso de necessidade de intervenção técnica (reparação, inspecção, manutenção, etc.).

Neste estudo eminentemente computacional, utilizando simulações por métodos de Monte Carlo, pretendeu-se caracterizar do ponto de vista neutrónico e dosimétrico o alvo de espalação do espectrómetro TOF no CERN.

O trabalho computacional efectuado teve como objectivo caracterizar o alvo de espalação do espectrómetro apresentando os espectros de neutrões e de fotões conseguidos segundo as direcções das áreas experimentais 1 (EAR-1) e 2 (EAR-2). Simultaneamente foi feita uma análise dos débitos de doses equivalente e fluências de fotões e neutrões no próprio alvo.

A área experimental 2 apresenta-se como uma solução complementar à primeira área experimental, por apresentar espectros de neutrões e de fotões numa gama de energia menor, apresentando um 'background' reduzido. Ao mesmo tempo, as fluências de neutrões conseguidas na área experimental 2 são superiores às conseguidas na área experimental 1.

Os níveis elevados de fluências de neutrões na direcção da área experimental 2, situada 20 m acima do alvo de espalação, abre também a hipótese:

- de serem medidas secções eficazes relativas a isótopos de elevada actividade específica;
- para a caracterização e calibração de dosímetros passivos e activos bem como de detectores;
- de estudar a resistência à radiação de componentes electrónicos ou estruturais, quer na área experimental 2 (situada a 20 metros do alvo) quer numa localização a 1.4-1.8

m do alvo, tanto em regime dedicado ou parasita, enquanto a área experimental 2 é usada para outras medições [21].

Da análise dosimétrica do alvo de espalação, conclui-se que este e as zonas envolventes fica sujeito a débitos de dose muito elevados, devido à formação de radionuclidos com tempos de semivida de algumas horas a alguns dias.

Comentário [pv16]: Não é a mesmam coisa... RETIRAR

Ao fim de um mês a vizinhança do alvo de espalação apresenta débitos de dose inferiores ao limite de segurança de 2,2 $\mu\text{Sv/h}$ [75] e os radionuclidos que mais contribuem para tal valor do débito de dose são ^{201}Ti ^{197}Hg o exibindo uma actividade de 13.6 kBq e de 9.04 kBq, respectivamente.

Comentário [pv17]: Referenciar este valor !

A elevada actividade do alvo após a interrupção do feixe de protões irá exigir que o mesmo seja devidamente blindado, ao mesmo tempo impondo limites no seu tempo de vida útil (isto é em que o alvo é utilizado continuamente), ²⁴. O que por sua vez irá impor paragens prolongadas entre campanhas experimentais sucessivas para intervenção e troca do alvo caso seja necessário.

Comentário [pv18]: Regularmente ??? Substituir por

"todos os xx anos"

Especificar o intervalo de tempo ...

Por motivos de segurança, os débitos de dose devem ser sempre inferiores a 20 mSv/ano²⁵ na região em torno do alvo, o que significa que somente ao fim de 1 mês o alvo²⁶ apresenta débitos de dose aceitáveis. Contudo a água que rodeia o alvo (sistema de refrigeração e moderador) chega a apresenta níveis muito elevados de débitos de dose equivalente, e visto encontrar-se em circulação, os seus sistemas de circulação devem ser monitorados com atenção para prevenir qualquer fuga de água contaminada, especialmente pouco depois do alvo ter sido irradiado.

Comentário [pv19]: Referenciar ! OBRIGATÓRIO ! De onde sai esta valor ???

Regulamentos de PR do CERN ? Da Suíça ?

Porque a área é ventilada, convém conhecer os efeitos no ar envolvente, para melhor se controlar a troca de ar contaminado com o meio em volta. Tais preocupações levam a que exista um conjunto de medidas que vão desde a contenção da água (num circuito fechado, ou em que se remove parte da água contaminada na circulação) até à utilização de filtros de ar.

Finalmente conclui-se que os débitos de dose equivalente no alvo são devidos principalmente a isótopos radioactivos do chumbo e respectivos descendentes, como esperado visto o elevado grau de pureza do alvo (99,999%) que possuem tempo de semivida muito curtos. Esta circunstancia irá implicar duas situações:

1. Não será necessário esperar muito tempo (por exemplo décadas) para que o alvo apresente níveis de radioactividade aceitáveis de acordo com as regras e regulamentos de Protecção Radiológica do CERN. Ao fim de relativamente pouco tempo (por exemplo 1 mês no caso de o alvo ser irradiado com 7×10^{12} protões de 20 GeV/c) o alvo apresenta níveis de débito de dose na sua vizinhança, inferiores a 2 $\mu\text{Sv/h}$;
2. imediatamente após a irradiação do alvo, o mesmo apresentará níveis de radioactividade muito elevados o que obriga a adopção de medidas muito estritas no

Comentário [pv20]: O que significa isto ?

Substituir por "aceitáveis de acordo com as regras e regulamentos de Prtoecção Radiológica do CERN"

Comentário [pv21]: Substituir po outr expressão

NÃO ADOPTAR ESTILO COLOQUIAL DE CONVERSA DE CAFÉ !

²⁴ Por exemplo utilizar o alvo durante um período não superior a 6 meses/ano.

²⁵ Limite de dose para trabalhadores expostos indicado na tabela 3 da referencia [75], usado pelo CERN.

²⁶ Refere-se aqui ao caso em que se fez incidir um feixe de 7×10^{12} protões de momento 20 GeV/c.

que toca ao seu acondicionamento (blindagem) nesse período de tempo, controlo de radioactividade no sistema de refrigeração e do moderador e no próprio ar envolvente.

Finalmente, o estudo computacional efectuado é paradigmático da utilização de métodos computacionais, nomeadamente simulações por métodos de Monte Carlo, para o projecto e estudos e avaliações dosimétricas, de segurança radiológica e de blindagens em instalações radiológica complexas.

Comentário [pv22]: Texto inócuo e desnecessário AQUI !

Referencias

1. "Proposal for a neutron time of flight facility". Laboratoire Europeen pour la physique des particules. (1999)
2. The n_TOF collaboration. "The neutron Time-Of-Flight facility, n_TOF, at CERN(I): Technical Description". CERN, Genève 23, CH1211, Switzerland.(2013)
3. L. Tassan-Got and the n_TOF collaboration (2001)."Experimental Activities at CERN-n_TOF". *Institut de Physique Nucléaire-CNRS, Orsay, France*.
4. Eur. Phys. J. A (2013) 49: 27 THE EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL. Performance of the neutron time-of-flight facility n_TOF at CERN.
5. Apresentação – Guerrero, Carlos, nTF Run and Analysis Coordinator. "Summary of n_TOF measurements performed in 2012". CERN 44th INTC meeting, June 26th 2013.
6. Sitio de Los Alamos National Laboratory. <http://pearl1.lanl.gov/external/c-nr/capabilities.shtml> . Visitado em 04.11.2013..
7. C. Guerrero et al., "The n_TOF Total Absorption Calorimeter for neutron capture measurements at CERN", Nucl. Int. and Meth. A 608 (2009) 424-433.
8. Site do n_TOF/CERN <http://home.web.cern.ch/about/experiments/ntof> . Visitado em 04.11.2013..
9. E. Berthoumieux et al., "Simultaneous measurement of the neutron capture and fission yields of ^{233}U " Int. Conf. Nuclear Data for Sci. & Tech. (ND2007), Nice-France, April 2007
10. W. Dridi et al., "Measurement of the neutron capture cross section of ^{234}U in n_TOF at CERN", Topical Meeting on Reactor Physics – PHYSOR 2006, Vancouver, Canada, September 2006. ANS-ISBN: 0-89448-697-7. PHYSOR2006 – C032.
11. C. Guerrero et al., "The neutron capture cross sections of $^{237}\text{Np}(n,\gamma)$ and $^{240}\text{Pu}(n,\gamma)$ and its relevance in the transmutation of nuclear waste", Int. Conf. Nuclear Data for Sci. & Tech. (ND2007), Nice-France, April 2007.
12. n_TOF collaboration / collaboration Board – November 2012 [<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confid=214460>]. Visitado em 04.11.2013..
13. R. Plag et al., "An optimized C6D6 detector for studies of resonance-dominated (n, gamma) cross sections", Nuclear Instruments and Methods A (2002), in press.
14. C. Paradela, Ph.D. work, Universidad de Santiago de Compostela, 2005, [http://fpsalmon.usc.es/PhDthesis/Tesis_carlos.pdf].
15. D. B. GAYTHER, Metrologia 27 (1990) 221.
16. S. Marrone, et al., "A low-mass neutron flux monitor for the n_TOF facility at CERN", Nuclear Instruments and Methods A (2003).
17. C. Stéphan, et al., Journal of Nuclear science and Technology, Supplement 2, (2002), 276.
18. C. Borcea et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 513 (2003) 524-537.
19. C. Lederer et al., Phys. Rev. C 83, 034608 (2011)
20. T. Wright et al., "High-precision measurement of the $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ cross section at n_TOF CERN", to be published in Nucl. Data Sheet
21. E. Chiaveri on behalf of the n_TOF Collaboration. Proposal for n_TOF Experimental Area 2 (EAR-2) , 2012

22. The nTOF collaboration, "NEUTRON CAPTURE MEASUREMENTS AT THE CERN-NTOF FACILITY FOR ADS APPLICATIONS". (2002)
23. Applications to Nuclear Tecnology of nTOF/CERN on site <https://ntof-exp.web.cern.ch/ntof-exp/index.php?page=techno>.. Visitado em 04.11.2013..
24. Applications to Astrophysical of nTOF/CERN on site <https://ntof-exp.web.cern.ch/ntof-exp/index.php?page=astro>.. Visitado em 04.11.2013..
25. Applications to Basic Nuclear Physics of nTOF/CERN on site <https://ntof-exp.web.cern.ch/ntof-exp/index.php?page=basicNuC>
26. S. Andriamonje et al., J. Korean Phys. Soc. 59, 1597 (2011).
27. IAEA Evaluated Nuclear Data Files, <http://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm> . Visitado em 04.11.2013.
28. I. Dillmann, R. Plag, F. K"appeler, T. Rauscher, KADoNiS v0.3 - The third update of the "Karlsruhe Astrophysical Database of Nucleosynthesis in Stars", <http://www.kadonis.org>. Visitado em 04.11.2013..
29. The NEA Nuclear Data High Priority Request List (HPRL), www.oecd-nea.org/dbdata/hprl. Visitado em 04.11.2013..
30. R.A. Forest, "Nuclear data for fusion applications, in Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Tecnology 2007" (Nice, France), DOI: 10.1051/ndata:07713
31. F. K"appeler, R. Gallino, S. Bisterzo, Wako Aoki, Rev. Mod. Phys. 83, 157 (2011)
32. Jordi José, Christian Iliadis. "Nuclear astrophysics: the unfinished quest for the origin of the elements".(2011)
33. G. Glubbone et al., Journal of the Korean Physical Society, Vol. 59, NO. 2 (2011), 2106-2109. "The Role of Fe and Ni for S-process Nucleosynthesis and Innovative Nuclear Technologies".
34. F. Gunsing et al., ntof collaboration. "The Neutron Time of Flight Facility n_TOF at CERN:Phase II". (2011)
35. U Abbondanno et al 2004 Phys. Rev. Lett. 93 161103
36. S Marrone et al 2006 Phys. Rev. C 73 034604
37. E Strandberg 2007 AGB Star nucleosynthesis of the Magnesium Isotopes Ph.D. thesis University of Notre Dame.
38. G Tagliente et al 2006 International Symposium on Nuclear Astrophysics - Nuclei in the Cosmos
39. G Tagliente et al 2008 Phys. Rev. C 77 035802
40. G Tagliente et al 2008 Phys. Rev. C 78 045804
41. R Terlizzi et al 2007 Phys. Rev. C 75 035807 (Preprint arXiv:nucl-ex/0610034)
42. S Marrone et al 2005 Nucl. Phys. A 758 533–536
43. M Mosconi et al 2007 Prog. Part. and Nucl. Phys. 59 165–173
44. C Domingo-Pardo et al 2006 Phys. Rev. C 74 025807
45. C Domingo-Pardo et al 2006 Phys. Rev. C 74 055802
46. C Domingo-Pardo et al 2007 Phys. Rev. C 75 015806 (Preprint arXiv:nucl-ex/0610033)
47. C Domingo-Pardo et al 2007 Phys. Rev. C 76 045805 (Preprint arXiv:nucl-ex/0707.3679)
48. Anual Meeting nTOF-Colaboration - <http://indico.cern.ch/categoryDisplay.py?categId=2638>. Visitado em 04.11.2013.

49. Apresentação – L. Audoin, et al. “*nTOF :An intense, high-resolution neutron source for astrophysics and nuclear technologies*”. IPN Orsay.
50. Nuclear Reactions, Los Alamos site - <http://t2.lanl.gov/nis/tour/sch002.html>. retirado em 04.11.2013.
51. MCNPX User’s Manual, Version 2.3.0, LA-UR-02-2607, April 2002.
52. Lamarsh, John R. “*Introduction to Nuclear Theory*”. Addison-Wesley Longman, Incorporated. 1966.
53. U.S. Department of Energy. “*DOE Fundamentals Handbook – Nuclear Physics and reactor Theory, vol. 1*”, Washington, D.C. 20585. 1993.
54. Peralta, L. e Sampaio, J. Apresentação – “*Interação da Radiação ionizante com a Matéria*”. Faculdade de Ciências, Universidade de Lisboa.
55. C. Borcea et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 513 (2003) 524-537.
56. ICRP, 2007. The 2007 Recommendation of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 103, Ann. ICRP 37 (2-4).
57. Apresentação sobre o problema da agulha de buffon (‘Buffon’s needle problem’) [[http://en.wikipedia.org/wiki/File:Buffon%27s_\(short\)_needle_problem.gif](http://en.wikipedia.org/wiki/File:Buffon%27s_(short)_needle_problem.gif)]. 04.11.2013
58. Luis Peralta. “*Introdução aos métodos de simulação Monte Carlo no transporte de radiação*” – Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa. (2010)
59. Peralta, L. e Sampaio, J. Apresentação – “*Dosimetria e Protecção Radiológica – Protecção Radiológica e limites de Exposição*”. Faculdade de Ciências, Universidade de Lisboa.
60. Briesmeister, J. F., Ed., “*MCNP – A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Version 3A*”, LA-7396-M, Ver. 2, 1986.
61. Pooneh Saidi, Mahdi Sadeghi and Claudio Tenreiro. “*Variance Reduction of Monte Carlo Simulation in Nuclear Engineering Field*” - Capitulo 7.
62. Fluka Online Manual, www.fluka.org
63. A. Fassó, A. Ferrari, J. Ranfit, and P.R. Sala. “*FLUKA: a multi-particle transport code*”. CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773.
64. G. Battistoni, S. Muraro, P.R. Sala, F. Cerutti, A. Ferrari, S. Roesler, A. Fasso, J. Ranft, “*The FLUKA code: Description and benchmarking*”, Proceedings of Hadronic Shower Simulation Workshop 2006, Fermilab 6 –8 September 2006, M. Albrow, R. Raja eds., AIP Conference Proceeding 689, 31-49. (2007)
65. Course of Fluka, lecture on Basic Input (2008) - <http://www.fluka.org/content/course/NEA/lectures/BasicInput.pdf>. retirado em 04.11.2013
66. Course of Fluka, lecture on Geometry (2008) - <http://www.fluka.org/content/course/NEA/lectures/Geometry.pdf>. retirado em 4.11.2013
67. Flair for FLUKA - <http://www.fluka.org/flair/>. 04.11.2013
68. FLUPIX – FLUKA in knoPIX - <http://www.fluka.org/content/tools/flupix/>. 04.11.2013
69. Course of FLUKA, lecture on Activation (2008) - <http://www.fluka.org/content/course/NEA/lectures/Activation.pdf>. 04.11.2013

70. Course of Fluka, lecture on Charged particle transport (2008) - <http://www.fluka.org/content/course/NEA/lectures/Transport.pdf>. 04.11.2013
71. Course of Fluka, lecture on Biasing (2008) - <http://www.fluka.org/content/course/NEA/lectures/Biasing.pdf>. 04.11.2013
72. Course de Fluka , lecture on Scoring (2008) - <http://www.fluka.org/content/course/NEA/lectures/Scoring.pdf>. 04.11.2013
73. M. Pelliocini, "Overview of Fluence-to-effective Dose and Fluence-to-Ambient Dose Equivalent Conversion Coefficients for high Energy Radiation Calculated Using FLUKA code", Radiat. Prot. Dosim. 88(4), 279-297, 2000.
74. Periodic table - <http://www.periodictable.com> visitado em 04.11.2003
75. Doris Forkel-Wirth, et al. "Radiation Protection at CERN".