

BRL 9533243
INIS BR--3522

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES

LEVANTAMENTO DAS DISTRIBUIÇÕES DOS FLUXOS
DE NÊUTRONS TÉRMICOS E RÁPIDOS NO NÚCLEO
DO REATOR IPR-R1

OK

Autor: Rêgia Ruth Ramirez Guimarães
Orientador: Carlos Alberto Barbosa Santoro

Dissertação apresentada no Curso de Ciências e Técnicas Nucleares da Universidade Federal de Minas Gerais, como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre.

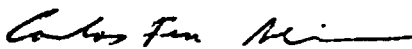
Belo Horizonte
Fevereiro-1984



TÍTULO DA DISSERTAÇÃO: Levantamento das Distribuições dos Fluxos
Térmicos e Rápidos no Núcleo do Reator
IPR-R1.

NOME DO AUTOR : Régia Ruth Ramirez Guimarães

Dissertação defendida e aprovada pela
banca examinadora, constituída dos Senhores:



Carlos Augusto Feu Alvim da Silva, Dr.



Maurício Mendes Campos, Eng^o Nuclear

Orientador: 

Carlos Alberto Barbosa Santoro, M.Sc.

ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: Nuclear

Belo Horizonte, 11 de junho de 1985
(Data defesa dissertação)

Este trabalho foi realizado nas instalações do Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear e constitui tarefa do Departamento de Tecnologia de Reatores - Divisão de Testes - Laboratório de Física de Reatores - NUCLEBRÁS

AGRADECIMENTOS

Ao físico Carlos Alberto Barbosa Santoro, orientador e Myrian de Carvalho Paiano, Chefe do Laboratório de Física de Reatores, pela colaboração valiosa e críticas construtivas;

Às Empresas Nucleares Brasileiras S.A. - NUCLEBRÁS e ao Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear - CDTN, pela realização deste trabalho em suas dependências;

Ao pessoal do Laboratório do Reator pela operação durante as medidas e pelas sugestões no decorrer do trabalho;

Ao pessoal do Laboratório de Física de Reatores e ao estagiário Marco Paulo Salles Caetano pela grande ajuda na aquisição de dados;

A Terezinha Birchal pela valiosa colaboração junto ao CCTN;

Ao pessoal da Seção de Mecânica pela confecção dos dispositivos de irradiação;

A Fernando Luiz Pugliese, George Eduardo de Castro e Sérgio Celeghini Albino pela confecção dos desenhos;

Ao pessoal do Serviço de Documentação Técnica, pela eficiência na obtenção da bibliografia solicitada;

A Jane Rose de Oliveira Brum, Maria Jussara Duarte e Moura e Marcia Maria Costa de Castro pelo trabalho de datilografia;

Ao pessoal da Seção de Comunicação e Reprografia pelos serviços de impressão;

A todos que direta ou indiretamente contribuíram
para a realização deste trabalho.

Obrigada

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
RESUMO	1
ABSTRACT	2
I. INTRODUÇÃO	3
II. ASPECTOS TEÓRICOS	6
II.1 Processos Físicos em Experimentos de Irradiação	6
II.2 Espectro de Nêutrons	9
II.2.1 Região de nêutrons térmicos	9
II.2.2 Região de nêutrons intermediários	12
II.2.3 Região de nêutrons rápidos	13
II.3 Método de Ativação	15
II.3.1 Caracterização matemática do método de ativação	16
II.3.2 Critérios de escolha dos detectores	17
II.3.3 Perturbações de absorvedores	18
III. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	23
III.1 O Reator IPR-R1	23
III.2 Escolha dos Detectores	26
III.3 Medidas no Reator IPR-R1	30
III.3.1 Suporte de irradiação	31
III.3.2 Condições das irradiações	32
III.3.3 Monitores de irradiação	32
III.4 Sistemas de Contagem	33
III.4.1 Contagem dos eletrodos	33
III.4.1.1 Mecanismo de varredura	34
III.4.1.2 Blindagem e colimação	34
III.4.2 Contagem dos monitores	35
IV. RESULTADOS	51

IV.1	Método de Cálculo	51
IV.2	Tratamento dos Dados Experimentais	52
IV.3	Perfil do Fluxo de Nêutrons Têrmicos	55
IV.3.1	Resultados do detector de cromo	56
IV.3.2	Resultados do detector de ferro	57
IV.3.3	Resultados do detector de cobalto	58
IV.4	Perfil do Fluxo de Nêutrons Rápidos	58
IV.5	Reações Interferentes	60
IV.6	Eficiência da Blindagem	61
IV.7	Determinação do Fluxo de Nêutrons Têrmicos	62
V.	CONCLUSÕES	118
	REFERÊNCIAS	121

LISTA DE TABELAS

- IV.1 RESULTADO DO ELETRODO IRRADIADO NA POSIÇÃO NÚMERO 26 DA PLACA SUPERIOR DO IPR-R1
- IV.2 RAZÕES DE CÁDNIO r_{Cd} E FLUXO TÉRMICO ϕ_{th} OBTIDOS PARA A POSIÇÃO DE NÚMERO 26

LISTA DE FIGURAS

- II.1 FLUXO TÉRMICO MAXWELLIANO
- II.2 DEPRESSÃO DE FLUXO E AUTO-BLINDAGEM EM FOLHAS NUM MEIO MODERADOR
- III.1 MONTAGEM DO ELEMENTO COMBUSTÍVEL
- III.2 CONJUNTO NÚCLEO E REFLETOR DO REATOR IPR-R1
- III.3 CONFIGURAÇÃO ATUAL DO NÚCLEO DO REATOR IPR-R1
- III.4 FOTOMICROGRAFIAS DA ESTRUTURA DO ELETRODO DE AÇO INOXIDÁVEL
- III.5 CURVA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE ABSORÇÃO DO ^{50}Cr
- III.6 CURVA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE ABSORÇÃO DO ^{59}Co
- III.7 CURVA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE ABSORÇÃO DO ^{58}Ni
- III.8 PLACA SUPERIOR DO IPR-R1 COM INDICAÇÃO DAS POSIÇÕES DE MEDIDA
- III.9 CORTE LONGITUDINAL DO DISPOSITIVO DE IRRADIAÇÃO
- III.10 CORTE LONGITUDINAL DO DISPOSITIVO DE IRRADIAÇÃO PARA O ELETRODO SOB CĂDMIO
- III.11 CORTE LONGITUDINAL DO DISPOSITIVO DE IRRADIAÇÃO PARA OS DETECTORES DE OURO
- III.12 DIAGRAMA DE BLOCOS DO SISTEMA DE CONTAGENS DOS ELETRODOS
- III.13 SISTEMA MECÂNICO DE VARREDURA
- III.14 ESQUEMA DO CONJUNTO DE CONTAGEM GAMA MONOCANAL
- IV.1.a/e PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 08
- IV.2.a/e PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 09
- IV.3.a/e PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 10

- IV.4.a/e PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO
11
- IV.5.a/e PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO
14
- IV.6.a/e PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO
26
- IV.7.a/e PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO
28
- IV.8 COMPARAÇÃO DOS FLUXOS DE NÉUTRONS TÉRMICOS NAS POSI-
ÇÕES 08, 09, 10 E 11
- IV.9 PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO
08
- IV.10 PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO
09
- IV.11 PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO
10
- IV.12 PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO
11
- IV.13 PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO
14
- IV.14 PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO
26
- IV.15 PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO
28
- IV.16 COMPARAÇÃO DOS FLUXOS DE NÉUTRONS RÁPIDOS NAS POSI-
ÇÕES 08, 09, 10 E 11
- IV.17 FLUXO TÉRMICO ABSOLUTO - DETECTOR DE CROMO POSIÇÃO
26

RESUMO

O trabalho tem por objetivo estabelecer um método que permita obter a distribuição do fluxo de nêutrons dentro do núcleo, fornecendo subsídios para a análise do projeto de aumento de potência do reator IPR-R1 do Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear - CDTN.

A técnica experimental utilizada foi a de medidas por ativação, com irradiação de eletrodos de aço inoxidável de 700 mm de comprimento, colocados em suportes de acrílico. Estes eletrodos fornecem informações simultâneas, através de reações de captura e limiar, sobre o fluxo de nêutrons térmicos e rápidos. No processo de detecção e contagem dos produtos de ativação, utilizou-se um detector de Ge(Li) de alta resolução e um sistema mecânico de varredura projetado e construído no CDTN para medidas de queima em combustível irradiado.

De aplicação relativamente simples, o método apresenta como grande vantagem a possibilidade de substituição de materiais importados e de alta pureza por um de fácil obtenção e que ainda fornece informações simultâneas sobre os fluxos térmico e rápido.

Além disso, é possível obter-se valores para o fluxo térmico absoluto nos locais medidos. O procedimento consiste na determinação do fluxo num determinado ponto com um detector convencional, fazendo-se então a correspondência deste valor com a resposta do eletrodo de aço inoxidável.

ABSTRACT

The work is aimed at obtaining a physical method to furnish the neutron flux distribution within the reactor core, in order to analyze the project of power increase in the TRIGA IPR-R1 reactor at the NUCLEBRÁS Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear (CDTN), located in Belo Horizonte, Minas Gerais.

The experimental process utilizes the neutron activation technique, in impurities of stainless steel welding rods 700 mm long, located in acrylic supports. These rods provide simultaneous informations, through capture and threshold reactions, on thermal and fast neutron fluxes. The process of detection and counting activation products utilizes a Ge(Li) detector of high resolution and a mechanical scanning device, designed and manufactured at CDTN for burn-up measurements of irradiated fuel elements.

Besides its simplicity, the method presents the advantage of making possible the substitution of high purity imported materials for one easily obtained that also furnishes simultaneous information on the thermal and fast neutron fluxes.

It is also possible to obtain values for the absolute thermal neutron flux along the whole core height. The procedure consists in the assessment of the thermal neutron flux in a fixed point by means of a conventional detector, and then in the establishment of the correspondence of this measurement with the response of the stainless steel detector rods.

I. INTRODUÇÃO

O conhecimento da distribuição espacial do fluxo de nêutrons num reator é de grande importância, pois permite conhecer a distribuição das taxas de interação dos nêutrons com os núclídeos do meio.

Num dado instante existem, em um reator térmico, nêutrons com energia de zero a cerca de 12 MeV, que participam de um grande número de processos físicos. Em experimentos de irradiação, cada um desses processos depende, de maneira diferente, da energia do nêutron envolvido. Para efeitos práticos, é conveniente subdividir esta extensa faixa de energia em três regiões - rápida, intermediária e térmica - em correspondência com os processos que ocorrem com os nêutrons, desde quando gerados por fissão, perdem energia por moderação, até atingirem o equilíbrio térmico com o meio moderador.

Assim, para a utilização correta de um reator como instrumento de pesquisa e de produção de radioisótopos, torna-se indispensável o conhecimento do fluxo de nêutrons em diversos locais e, em particular, nos dispositivos para irradiação de materiais.

Existem vários métodos para determinação do fluxo ou do espectro de nêutrons em um reator. Os métodos teóricos, usando códigos de computador, não apresentam, geralmente, resultados muito precisos devido às simplificações que se fazem necessárias na adaptação das condições do reator aos modelos matemáticos e ainda à pouca precisão dos dados nucleares. Procura-se, normalmente, uma associação destes cálculos a medi-

das experimentais, que servem como confirmação dos resultados obtidos com os modelos matemáticos e são muitas vezes fontes de novos dados para o aprimoramento dos mesmos.

Na determinação experimental do fluxo de nêutrons, a escolha do detector ou detectores a serem utilizados vai depender das condições de espaço físico dos locais de medida e do grau de detalhamento desejável.

No caso específico do reator TRIGA do CDTN, IPR-R1, devido à dificuldade de acesso ao núcleo, foram realizadas medidas de fluxo e de espectro de nêutrons somente nos locais normais de irradiação e em algumas posições externas ao núcleo [1,2]. Mas, quando de alterações no poço do reator, foram feitos 32 orifícios na placa superior do núcleo, permitindo-se então o acesso entre os elementos combustíveis.

O presente trabalho tem por objetivo estabelecer um método simples e confiável que permita obter a distribuição do fluxo de nêutrons dentro do núcleo do reator IPR-R1, apresentando também resultados que possam servir de subsídios para análise do projeto de aumento da potência do mesmo.

A técnica experimental utilizada é a de medidas por ativação, um dos métodos mais simples, de aplicação mais geral e de maior confiabilidade. Quando da escolha do detector, encontrou-se um material - eletrodo de aço inoxidável - de fácil manuseio, que, devido à sua composição, é capaz de prover informações simultâneas sobre o fluxo de nêutrons térmicos e rápidos, através de sua ativação por reações de captura e limiar.

No reator IPR-R1, nenhum trabalho deste tipo ha-

via sido realizado. O último estudo mais detalhado do assunto foi feito por SANTORO [1] em 1972/73, que determinou o espectro de nêutrons intermediários e rápidos no tubo central do reator.

II. ASPECTOS TEÓRICOS

Descrevem-se neste capítulo os principais processos físicos provocados por nêutrons em materiais irradiados num reator térmico, as características do espectro de nêutrons nas diversas faixas de energia e os fundamentos do método de detecção de nêutrons por ativação.

II.1 Processos Físicos em Experimentos de Irradiação

Os nêutrons de um reator térmico podem induzir diversos processos físicos num material irradiado, dependendo da faixa de energia em que eles se encontram e da natureza do material. Descrevem-se a seguir os principais processos que podem ocorrer em experimentos de irradiação [3].

(i) Reação de Captura Radiativa ou Reação (n, γ)

Nesta reação, a energia de ligação do nêutron de captura é liberada e não é necessária energia suplementar, na forma de energia cinética dos nêutrons, para que a reação se processe. As seções de choque referentes a reações deste tipo são, em geral, inversamente proporcionais à velocidade dos nêutrons, e a ocorrência dessas reações é típica da região térmica do espectro neutrônico. Algumas reações de captura apresentam picos pronunciados na seção de choque, logo acima da região térmica. Estes são denominados picos de ressonância, nos quais a seção de choque alcança valores muito superiores

ã seção física do núcleo.

(ii) Ruptura das Ligações Químicas

Este processo necessita de alguns elétrons-volt de energia, cedida pelo nêutron incidente, para superar a energia de ligação da molécula. Radiação gama e nêutrons podem induzir o processo, que é característico da região epitérmica e rápida do espectro neutrônico, já que nêutrons térmicos não possuem energia suficiente para o rompimento das ligações químicas pela colisão direta com os átomos do meio. Depois da colisão, o átomo terá recebido mais energia que a requerida no processo de ruptura e, nestas condições, esta energia pode ser dissipada em outras colisões, que produzem novas rupturas, até que seja atingido o equilíbrio térmico. O número total de ligações moleculares rompidas será proporcional à energia total transferida aos átomos pelos nêutrons.

(iii) Aquecimento Nuclear

Os diversos processos de interação de nêutrons com os núcleos de materiais irradiados num reator nuclear provocam, em última análise, uma transferência de energia para os átomos e moléculas do material. Macroscopicamente, esta energia se manifesta sob a forma de calor (o material se aquece). A maior parte do aquecimento produzido por nêutrons é devido à energia transferida para o material em eventos de colisão elástica. O aquecimento do meio é proporcional à energia liberada.

(iv) Danos da Radiação

O processo de maior interesse em experimentos de

irradiação de materiais cristalinos e policristalinos é o deslocamento de átomos do arranjo normal do material, produzindo mudanças na estrutura cristalina. A faixa de energia dos nêutrons envolvidos no processo é da ordem de 25 a 50 eV. O número de átomos deslocados será proporcional à energia transferida ao primeiro átomo atingido.

(v) Reações de Limiar

Além da reação de captura radiativa, outras reações de absorção de nêutrons são também possíveis, sendo as mais comuns as reações (n, α) , (n, p) e $(n, 2n)$. Tais reações são caracterizadas pela energia liberada ou absorvida no processo. Se o nuclídeo alvo mais o nêutron incidente são mais pesados que os produtos da reação, energia é liberada no final do processo. Caso contrário, a massa extra tem que ser suprida pela energia cinética do nêutron e a reação só é possível com nêutrons de energia acima de um valor mínimo. Para que o balanço de energia da reação seja satisfeito, uma quantidade adicional de energia tem que ser transferida à partícula carregada, α ou p , possibilitando que ela transponha a barreira de potencial eletrostático em volta do núcleo. A energia de limiar real da reação é maior que o mínimo teórico.

Em certos experimentos de física de reatores, estes processos são utilizados e, a partir da função resposta obtida, associada aos formalismos existentes, é possível determinar-se o espectro, o fluxo e a densidade dos nêutrons em um reator particular. A função resposta pode ser obtida pela ativação de detectores sob um fluxo neutrônico. Dependendo das ca

racterísticas de cada detector utilizado, esta resposta será proporcional ao fluxo de nêutrons térmicos, intermediários ou rápidos.

II.2 Espectro de Nêutrons

Para caracterização de nêutrons em reatores térmicos, por causa da larga faixa de energia em que eles se encontram, é conveniente distinguirem-se três regiões.

II.2.1 Região de nêutrons térmicos ($0 < E \leq 1$ eV)

Nêutrons em equilíbrio térmico com o meio moderador têm energias determinadas pela distribuição da energia térmica dos átomos do moderador e o espectro dos nêutrons se torna uma distribuição maxwelliana na temperatura T do meio moderador.

O espectro maxwelliano, em termos de fluxo de nêutrons (Figura II.1), é dado por:

$$\phi(E) = \frac{E}{(kT)^2} \exp(-E/kT); \quad 0 \leq E < \infty \quad (II.1)$$

onde $\phi(E)$ é o fluxo diferencial de nêutrons de energia E , normalizado para um fluxo total unitário e k é a constante de Boltzman [3].

A intensidade do fluxo de nêutrons térmicos é usu

almente caracterizada pelo fluxo térmico convencional, dado pela expressão:

$$\phi_0 = n v_0 \quad (11.2)$$

onde n é a densidade total de nêutrons e v_0 , igual a 2200 m/s, é a velocidade mais provável para $T = 293 \text{ }^\circ\text{K}$, à qual corresponde uma energia de 0,025 eV. As seções de choque requeridas para cálculo de taxas de interação com o uso do fluxo térmico convencional se referem a esta energia.

O espectro maxwelliano é uma boa aproximação para o espectro real de nêutrons térmicos em locais onde a absorção de nêutrons é pequena. Westcott [4,5] estabeleceu os seguintes limites práticos para utilização do espectro maxwelliano:

- a absorção de nêutrons no combustível deve ser tal que

$$\Sigma_a / \xi \Sigma_s < 0,1$$

onde Σ_a e Σ_s são as seções de choque macroscópicas de absorção e espalhamento, respectivamente e ξ é o decréscimo logarítmico médio de energia por colisão;

- e a temperatura dos nêutrons (T_N) deve ser próxima da temperatura do moderador (T_M), ou seja

$$T_N / T_M < 1,07$$

Em condições reais, num reator térmico, depois que o estado de equilíbrio foi alcançado, a intensidade do fluxo térmico pode ser mantida pelos nêutrons moderados do espectro intermediário. Esta fonte constante de nêutrons no final do es

pectro térmico significa que a energia \bar{E} é mais alta que no caso do equilíbrio térmico sem absorção e o espectro dos nêutrons térmicos se torna maxwelliano na forma, mas a temperatura é mais alta que a do moderador.

Em medidas do fluxo de nêutrons térmicos, os resultados são quase sempre interpretados usando um modelo de espectro. A maioria deles leva em consideração que, para um grande número de materiais, a seção de choque de absorção dos nêutrons varia, aproximadamente, com o inverso da velocidade do nêutron [2]:

$$\frac{\sigma(v)}{\sigma_0} = \frac{v_0}{v} \quad (11.3)$$

onde σ_0 é a seção de choque à velocidade v_0 .

A taxa de reação por nuclídeo alvo (resposta do detector) é obtida através da integral

$$R = \int_0^{\infty} \sigma(v) \phi(v) dv \quad (11.4)$$

Tem-se também, por definição:

$$\phi(v) = n(v)v \quad (11.5)$$

onde $n(v)$ é a densidade de nêutrons por intervalo unitário de velocidade v . Levando (11.5) e (11.3) em (11.4), obtém-se para a resposta de um detector $1/v$:

$$R = \sigma_0 n v_0 \quad (11.6)$$

onde n é a densidade total de nêutrons, isto é, integrada sobre todas as velocidades.

Se a velocidade v_0 for fixada em 2200 m/s, o produto nv_0 será por definição o fluxo térmico convencional ϕ_0 . Portanto, a grandeza realmente medida com um detector $1/v$ é a densidade total dos nêutrons, devendo-se considerar, entretanto, que a maior parte dos nêutrons que interagem pertence à região térmica, mas em alguns modelos de espectro apenas a fração sob o cádmio da densidade de nêutrons é usada como medida do fluxo térmico.

11.2.2 Região de nêutrons intermediários ($1 \text{ eV} \leq E \leq 0,5 \text{ MeV}$)

O espectro energético do fluxo de nêutrons em moderação (nêutrons intermediários) segue uma lei de variação $1/E$, no caso ideal de um meio infinito e homogêneo, com fontes de fissão uniformemente distribuídas, seção de choque de espalhamento independente da energia e na ausência de absorção durante o processo de moderação [3]. A equação teórica para o espectro de nêutrons em moderação é dada por:

$$\phi(E) = \frac{q_0}{\xi \Sigma_s} \cdot \frac{1}{E} \quad (\text{II.7})$$

onde:

q_0 = número de nêutrons de fissão gerados por unidade de volume e por unidade de tempo;

Σ_s = seção de choque macroscópica de espalhamento do meio;

ξ = decréscimo logarítmico médio de energia por colisão.

Em medidas do fluxo de nêutrons intermediários, usam-se detectores de ressonância, ou seja, nuclídeos que apresentam picos de ressonância na seção de choque de ativação em energias acima da região térmica. Estes são irradiados sob um filtro de cádmio, obtendo-se uma resposta R_{Cd} , que é relacionada ao espectro intermediário através da equação:

$$R_{Cd} = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (II.8)$$

onde E_{Cd} é a energia de corte efetivo do filtro de cádmio.

O filtro de cádmio funciona como absorvedor infinito de nêutrons térmicos (energia de corte efetivo de 0,5 a 0,7 eV) e, para energias mais altas, a absorção é quase nula, possibilitando uma resposta sem interferência do espectro térmico [3,6].

II.2.3 Região de nêutrons rápidos ($E \geq 0,5$ MeV)

A formulação mais simples para o espectro do fluxo de nêutrons rápidos considera que $\phi(E)$ tem forma idêntica ao espectro de fissão:

$$\phi(E) = A N_0(E) \quad (II.9)$$

onde:

$N_0(E)$ = forma analítica do espectro de fissão

A = parâmetro de intensidade do fluxo.

A forma analítica do espectro de fissão pode ser dada pela relação semi-empírica proposta por Watt [1]:

$$N_0(E) = \exp(-E) \sinh(2E)^{1/2} \quad (\text{II.10})$$

ou a de Leachman [1]:

$$N_0(E) = E^{1/2} \exp(-\beta_0 E), \text{ com } \beta_0 = 0,775 \text{ MeV}^{-1} \quad (\text{II.11})$$

Também frequentemente usada é a forma maxwelliana para o espectro de fissão:

$$N_0(E) = E^{1/2} \exp(-E/\epsilon) \quad (\text{II.12})$$

onde ϵ é a energia característica do processo [3].

A expressão (II.9) é válida para o caso ideal de um meio multiplicador infinito, com fontes de fissão uniformemente distribuídas e seções de choque constantes com a energia. Entretanto, é uma boa aproximação para reatores grandes, moderados a água leve, e energias acima de ~ 2 MeV [7].

Em medidas do fluxo de nêutrons rápidos, é prática comum a utilização de detectores de limiar, que necessitam de nêutrons com energia mais alta que determinado valor para a ativação. A maioria dos materiais tem limiar acima de 2 MeV e apenas alguns se estendem até 0,7 MeV.

A resposta R obtida com um detector de limiar é proporcional ao fluxo de nêutrons rápidos:

$$R = \int_{E_\ell}^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (\text{II.13})$$

sendo E_L a energia de limiar do detector utilizado.

II.3 Método de Ativação

A irradiação de núclídeos sob um fluxo neutrônico, resultando na formação de radionuclídeos por reações de absorção de nêutrons, constitui a base do método de ativação, que é frequentemente usado na detecção de nêutrons em reatores, por sua simplicidade e pela confiabilidade dos resultados.

Para aplicação do método, materiais apropriados são submetidos a irradiação no reator. Estes materiais são comumente denominados detectores de ativação, podendo apresentar-se em dimensões reduzidas, possibilitando irradiações em locais de difícil acesso para outros tipos de detectores. Além disso, eles podem ser escolhidos de forma a causar pequena perturbação do fluxo na superfície do detector, minimizar problemas de auto-blindagem da amostra, durante a irradiação, e de auto-absorção, durante as contagens, e são insensíveis a outras radiações que ocorrem no reator. As limitações do método são a inexistência de detectores apropriados na faixa de transição entre nêutrons intermediários e rápidos, a não obtenção de resposta imediata e a incerteza relativamente grande nas curvas de seção de choque [1].

No presente trabalho, os detectores de ativação utilizados são certos componentes de um eletrodo de aço inoxidável (descrito em III.2) que, irradiado em uma dada posição no reator, fornece informações simultâneas sobre o fluxo de nêu-

trons térmicos e rápidos.

Apresenta-se a seguir um apanhado geral das expressões matemáticas que caracterizam o método.

II.3.1 Caracterização matemática do método de ativação

A atividade de saturação A_s de um radionuclídeo produzido de uma reação de absorção com nêutrons pode ser relacionada ao fluxo neutrônico $\phi(E)$ através da expressão:

$$A_s = N \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (II.14)$$

onde:

N = número de átomos do nuclídeo alvo contidos no detector

$\sigma(E)$ = seção de choque de ativação em função da energia, para a reação considerada

E_1, E_2 = limites do intervalo de energia em que a reação ocorre.

A validade de (II.14) é condicionada aos seguintes fatores:

- fluxo estacionário durante a irradiação;
- decaimento desprezível do número de nuclídeos alvo durante a irradiação;
- depressão de fluxo causada pelo detector não significativa;
- autoblindagem desprezível no detector.

A resposta do detector obtida experimentalmente é

característica da reação de ativação envolvida e do espectro de nêutrons, podendo ser expressa, através de (II.14), por:

$$R = \frac{A_s}{N} = \int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (\text{II.15})$$

A atividade induzida no material durante um tempo T de irradiação é dada por:

$$A(T) = A_s (1 - e^{-\lambda T}) \quad (\text{II.16})$$

onde λ é a constante de decaimento do radionuclídeo formado.

Sendo t o tempo decorrido desde o final da irradiação até o instante da contagem, tem-se:

$$A(t) = A(T) e^{-\lambda t} \quad (\text{II.17})$$

De (II.15), (II.16) e (II.17) resulta:

$$R = \frac{A_s}{N} = \frac{A(t) e^{\lambda t}}{N(1 - e^{-\lambda T})} \quad (\text{II.18})$$

A resposta do detector (R), obtida experimentalmente através desta equação, pode então ser relacionada ao fluxo de nêutrons sob o qual ele foi ativado.

II.3.2 Critérios de escolha dos detectores

A escolha dos detectores é ditada não só por suas propriedades nucleares, como também por requisitos físicos e químicos (homogeneidade, estabilidade, pureza, etc.).

Alguns dos requisitos gerais podem ser citados [1]:

(i) Material de manuseio simples e seguro; a forma metálica é, em geral, mais adequada;

(ii) boa estabilidade química e térmica;

(iii) alto grau de pureza, para minimizar atividades parasitas;

(iv) o material deve conter, preferencialmente, um único nuclídeo; na impossibilidade, os demais nuclídeos não devem sofrer reações de ativação que possam perturbar a medida da atividade desejada;

(v) o material deve ser comercialmente disponível e barato, de preferência;

(vi) o radionuclídeo produto deve ter esquema de desintegração bem conhecido e adequado à determinação da atividade por técnicas de contagem simples;

(vii) a meia-vida do radionuclídeo produto deve possibilitar um nível satisfatório de ativação e uma medida cómoda da atividade;

(viii) a seção de choque de ativação deve ser bem conhecida e seu valor ser adequado à obtenção de uma ativação razoável.

A qualificação de um material para seu uso como detector não implica atendimento a todos os itens acima, mas ao maior número deles.

II.3.3 Perturbações de absorvedores

Em condições normais, a introdução de materiais no reator causa perturbação no fluxo neutrônico na proximidade dos mesmos. Quando os objetivos do experimento levam a medidas absolutas ou quando são comparadas taxas de reação (ativação) em diferentes meios, torna-se necessária a aplicação de correções para que se possa determinar o fluxo não perturbado.

As perturbações dependem da distribuição angular do fluxo e da orientação do detector, das seções de choque de absorção e espalhamento, do tamanho (raio e espessura) do material introduzido no reator e das propriedades de absorção e espalhamento do meio [8].

A perturbação pode ser separada em dois fatores independentes (Figura II.2):

(i) autoblindagem, que leva em conta a redução na intensidade do fluxo no interior do absorvedor devida à atenuação em suas camadas externas;

(ii) depressão do fluxo na superfície do absorvedor pela remoção de nêutrons.

Referindo-se à Figura II.2, o fator de autoblindagem pode ser definido como:

$$F_1 = \frac{\bar{\phi}}{\phi_s} \quad (II.19)$$

onde:

$\bar{\phi}$ = fluxo médio (sobre o volume) no absorvedor;

ϕ_s = fluxo médio na superfície.

O fator de depressão do fluxo, também referido à Figura II.2, é:

$$F_2 = \frac{\phi_s}{\phi_m} \quad (II.20)$$

onde:

ϕ_m = fluxo não perturbado no moderador.

A absorção de nêutrons e a ativação do detector são proporcionais a $\bar{\phi}$, e $H = F_1 \cdot F_2$ é o fator de correção que deve ser aplicado a $\bar{\phi}$ para que se possa obter o fluxo não perturbado ϕ_m nas medidas de ativação.

As correções são aplicadas dependendo do grau de precisão das medidas, e/ou da resposta que se deseja obter do experimento. Estes efeitos são, em geral, considerados desprezíveis na utilização corrente do método de ativação, em que os detectores são confeccionados em formas apropriadas e dimensões reduzidas.

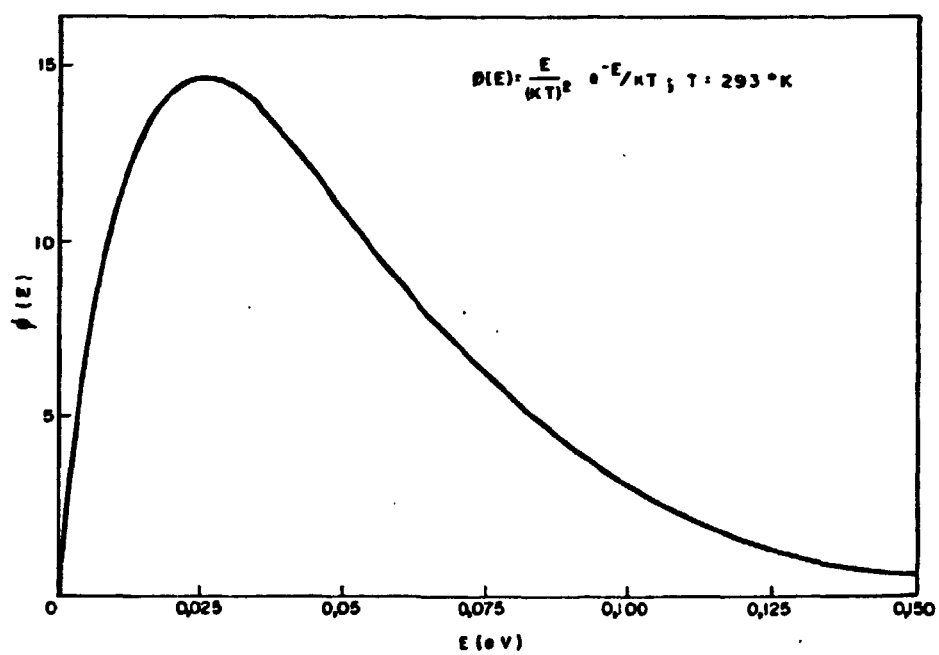


FIGURA II.1-FLUXO TÉRMICO MAXWELLIANO [3]

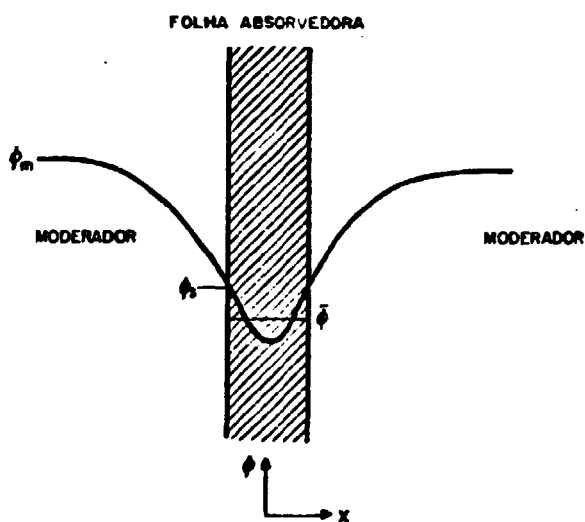


FIGURA II.2-DEPRESSÃO DE FLUXO E AUTOBLINDAGEM EM FOLHAS NUM MEIO MODERADOR [8]

III. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Neste capítulo são descritos o local das medidas, os detectores e sistemas de contagem utilizados e as condições de cada experimento.

Na descrição do reator IPR-R1, são apresentados apenas os aspectos mais relevantes à caracterização dos locais de medida. Uma descrição detalhada do reator pode ser encontrada, por exemplo, em [9].

III.1 O Reator IPR-R1

O IPR-R1 é um reator do tipo TRIGA MARK 1, utilizado no CDTN para treinamento, produção de radioisótopos e análises por ativação. Foi projetado inicialmente para operação, em regime, a 30 kW e, intermitentemente, a 100 kW de potência máxima. Com a construção do novo sistema de refrigeração, opera atualmente a 100 kW de potência nominal. Outras modificações estão previstas no projeto de aumento da potência nominal para 250 kW, sendo um dos objetivos do presente trabalho o de fornecer resultados que sirvam de subsídios para a análise deste projeto.

Os elementos combustíveis contêm uma mistura homogênea de urânio e hidreto de zircônio, com 8% em peso de urânio e razão H/Zr igual a 1, sendo o urânio enriquecido a 20% em ^{235}U . O hidreto de zircônio serve como moderador principal do reator. Esta parte ativa tem 355,6 mm de altura e diâmetro de

36,1 mm. Tarugos de grafita de 101,6 mm de altura são colocados acima e abaixo da barra combustível-moderador, servindo como refletor de topo e fundo do reator. Dois discos de veneno queimável (óxido de samário) são incluídos em cada extremidade do combustível, entre este e a grafita, para minimizar as mudanças de reatividade devidas à acumulação dos produtos de fissão e à queima do combustível. O óxido de samário é misturado ao alumínio, formando discos de aproximadamente 1,3 mm de espessura. A barra combustível-moderador, o óxido de samário e a grafita são revestidos por tubos de alumínio, apresentando o elemento combustível comprimento total de 722,4 mm e diâmetro externo de 37,3 mm. Na Figura III.1 mostra-se um elemento combustível e seus principais componentes.

Água leve desmineralizada funciona como refrigerante, blindagem e moderador adicional.

O controle do reator é efetuado pela operação de três barras absorvedoras contendo carboneto de boro [10].

O núcleo do reator consiste em 58 elementos combustíveis, dispostos em anéis concêntricos, formando um reticulado hexagonal centrado. O anel periférico contém 27 elementos falsos de grafita.

Circundando o núcleo, encontra-se um anel também de grafita, com altura de 558,8 mm e espessura de 304,8 mm que, junto com os elementos falsos, constitui o refletor radial do reator. A Figura III.2 é um corte do IPR-R1 mostrando o refletor e o núcleo.

Os elementos combustíveis são posicionados e mantidos no núcleo por duas placas de alumínio fixadas à estrutura do

refletor. A placa inferior tem 19,1 mm de espessura e suporta os elementos combustíveis. A superior apresenta orifícios de aproximadamente 38 mm e, juntamente com a inferior, garante o espaçamento e a verticalidade dos elementos combustíveis no núcleo do reator.

Quando das modificações no poço do reator foram feitos 32 orifícios com 8 mm de diâmetro na placa superior, de modo a permitir o acesso ao núcleo do reator e a possibilitar experimentos e medições entre os elementos combustíveis. Na Figura III.3, tem-se a configuração atual do núcleo, juntamente com a representação da placa superior, onde se mostra a localização destes orifícios.

O reator dispõe de quatro dispositivos especiais de irradiação de amostras, quais sejam:

(i) Tubo Central - tubo vertical de alumínio que atravessa a região central do núcleo, permitindo irradiações de amostras, na água ou dentro de um outro tubo seco, sob fluxos elevados:

$$\phi_{th}]_{m\grave{a}x.} \approx 4,3 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s (100 kW)}$$

(ii) Sistema Pneumático 1 (SP1) - permite introdução e retirada rápidas de amostras para irradiação na periferia do núcleo (anel dos elementos falsos de grafita):

$$\phi_{th} \approx 1,8 \times 10^{12} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s (100 kW)}$$

(iii) Mesa Giratória - alojada numa cavidade cilíndrica

drica do refletor de grafita, possui 40 receptáculos para irradiação de amostras, montados num suporte giratório:

$$\phi_{th} = 6,7 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s (100 kW)}$$

(iv) Sistema Pneumático 2 (SP2) - idêntico ao nº 1, mas situado fora do refletor de grafita, permitindo irradiações com ϕ_{th}/ϕ_r muito maior que em SP1:

$$\phi_{th} = 1,7 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s (100 kW)}$$

III.2 Escolha dos Detectores

A escolha dos detectores de ativação baseou-se nos requisitos apresentados em II.3.2 e nas condições dos experimentos do trabalho, quais sejam, medidas de fluxo ao longo dos elementos combustíveis, num comprimento de até 700 mm e através de orifícios de 8 mm de diâmetro na placa superior do núcleo, situado num poço de 6 m de profundidade. No nosso caso, as condições experimentais foram determinantes da forma do detector, que foi fio ou vareta.

Em [11], foram testados vários materiais, escolhendo-se eletrodos de aço inoxidável SAS 4-IG lote 44949 em forma de varetas de 1,6 mm de diâmetro e lote 54861 fios com 0,8 mm. Estes eletrodos são de procedência austríaca, adquiridos da ESSEN Sociedade de Soldas S/A.

A análise do material fornecida pelo fabricante foi

a seguinte:

Cr - 18,84%	Mn - 1,60%	P - 0,020%
Ni - 11,35%	Nb - 0,53%	S - 0,014%
Mo - 2,20%	C - 0,033%	

Posteriormente, foram feitas, pela Divisão de Química do CDTN, análises das concentrações dos elementos de interesse, sendo o resultado apresentado abaixo:

Fe - (65 ± 1)%
Cr - (18,8 ± 0,4)%
Ni - (11,9 ± 0,2)%
Co - (0,20 ± 0,02)%

Os métodos empregados nas análises foram: volumétrico para ferro e cromo, gravimétrico para níquel e absorção atômica para o cobalto, que, embora não figurasse na análise fornecida pelo fabricante, foi detectado pelas irradiações preliminares e é de grande interesse em medidas do fluxo térmico.

A condição essencial para utilização deste material como detector ficou, então, condicionada à distribuição homogênea dos componentes ao longo do eletrodo. Esta verificação foi feita através de ensaios de metalografia, microdureza e dureza em amostras de cinco eletrodos enviados ao Departamento de Tecnologia de Materiais do CDTN. As amostras apresentaram estrutura homogênea. A Figura III.4 é uma fotomicrografia de uma das amostras, mostrando os contornos de grãos e homogeneidade da estrutura.

As reações de ativação induzidas no eletrodo na presença de um fluxo de nêutrons são as seguintes:

1. $^{50}\text{Cr} (n, \gamma) ^{51}\text{Cr}$
2. $^{55}\text{Mn} (n, \gamma) ^{56}\text{Mn}$
3. $^{54}\text{Fe} (n, \alpha) ^{51}\text{Cr}$
4. $^{54}\text{Fe} (n, p) ^{54}\text{Mn}$
5. $^{54}\text{Fe} (n, \gamma) ^{55}\text{Fe}$
6. $^{56}\text{Fe} (n, p) ^{56}\text{Mn}$
7. $^{58}\text{Fe} (n, \gamma) ^{59}\text{Fe}$
8. $^{59}\text{Co} (n, \gamma) ^{60}\text{Co}$
9. $^{58}\text{Ni} (n, p) ^{58}\text{Co}$
10. $^{98}\text{Mo} (n, \gamma) ^{99}\text{Mo}$
11. $^{100}\text{Mo} (n, \gamma) ^{101}\text{Mo}$

As reações 2, 6, 10 e 11 não foram consideradas, porque os radionuclídeos formados (^{56}Mn , ^{99}Mo e ^{101}Mo) apresentam meias-vidas curtas comparadas aos outros, acarretando problemas de contagem, e a reação 5, porque o ^{55}Fe não é emissor de radiação gama. A reação 4 também não pôde ser considerada no trabalho, porque apresentou atividade muito baixa, resultando em estatística de contagem bastante pobre.

Os radionuclídeos utilizados foram o ^{51}Cr , ^{59}Fe e ^{60}Co , na determinação do perfil do fluxo térmico, e o ^{58}Co , para o fluxo rápido.

As principais características dos nuclídeos envolvidos são apresentadas abaixo.

O ^{50}Cr apresenta abundância isotópica de 4,35%, com seção de choque de absorção $\sigma_0 = (15,9 \pm 0,2)\text{b}$ [12] e comportamento $1/v$ na região térmica, com uma ressonância em aproximadamente 5 keV. O comportamento da seção de choque é mostrado na

Figura III.5. O ^{51}Cr tem meia-vida de 27,690 dias [13] e seu esquema de decaimento é bastante simples, com emissão de radiação gama de 320 keV.

O ^{58}Fe apresenta abundância isotópica de 0,33% e seção de choque de absorção $\sigma_a = (1,15 \pm 0,02)\text{b}$ [12]. O ^{59}Fe tem meia-vida de 44,496 dias [13] e emite gamas de 0,143, 0,192, 1,099 e 1,292 MeV.

O ^{59}Co , com abundância isotópica de 100%, apresenta seção de choque de absorção $\sigma_a = (37,2 \pm 0,2)\text{b}$ [12], com comportamento $1/v$ na região térmica e larga faixa de ressonância na região epitérmica. A Figura III.6 mostra o comportamento da seção de choque de absorção do ^{59}Co . O decaimento do ^{60}Co é por emissão gama nas energias de 1,173 e 1,332 MeV e tem meia-vida de 1925,2 dias [13].

O ^{58}Ni apresenta abundância isotópica de 67,88%, seção de choque de absorção média sobre o espectro de fissão $\langle \sigma \rangle = 85 \text{ mb}$ [14] e o limiar de energia para a reação é 4,3 MeV [14]. Um gráfico do comportamento da seção de choque é mostrada na Figura III.7. O ^{56}Co tem meia-vida de 70,91 dias [13] e emite radiação gama na energia de 0,810 MeV.

Uma análise dos detectores utilizados leva à conclusão de que o único item não atendido dos requisitos gerais apresentados em II.3.1 foi o de que não haja reações interferentes, pois o ^{51}Cr , produto da reação do ^{50}Cr com nêutrons térmicos, também o é da reação do ^{54}Fe com nêutrons rápidos, sendo o limiar efetivo para a reação igual a 9,1 MeV [14]. Para avaliação desta interferência de nêutrons rápidos no perfil do fluxo térmico, foram feitas duas irradiações, uma com o ele

trodo nu e outra com o eletrodo sob cãdmio em três segmentos. A resposta obtida nas regiões cobertas com cãdmio é devida aos nêutrons epitêrmicos e rãpidos e a do eletrodo nu corresponde aos nêutrons têrmicos e epitêrmicos para a reação de captura do cromo e aos nêutrons rãpidos para a reação de limiar do ferro.

III.3 Medidas no Reator IPR-R1

Nas irradiações, os eletrodos foram inseridos axialmente no núcleo, atravês da placa superior do reator. O mapeamento constou de sete medidas nos orifícios de números 08, 09, 10, 11, 14, 26 e 28. A Figura III.8 mostra a configuração da placa superior, onde foram introduzidos os dispositivos de irradiação.

Para manter a verticalidade do eletrodo em toda a extensão do núcleo e facilitar a introdução e retirada durante os experimentos, os eletrodos foram colocados em varetas de acrílico que serão descritas em III.3.1 (Figura III.9).

Devido ao fato de se desconhecer o perfil do fluxo no núcleo do reator IPR-R1 e de não se ter encontrado na literatura medidas com multidetectores, a não ser em [15], onde os mesmos foram fabricados nas condições específicas aos experimentos realizados, irradiou-se um fio de ouro no furo 19 para obtenção de um perfil com um detector amplamente utilizado, cujas propriedades nucleares são bem conhecidas.

Para verificação da interferência do detector de

^{54}Fe na formação do ^{51}Cr , foram feitas duas irradiações no furo 19 com o eletrodo nu e coberto com cádmio em três segmentos. Na Figura III.10, mostra-se a montagem do eletrodo com cádmio.

Com o objetivo de fornecer subsídios para a obtenção de valores absolutos para o fluxo de nêutrons térmicos, irradiou-se, no furo 26, cinco lâminas de ouro colocadas no dispositivo de irradiação adaptado para este experimento (Figura III.11). Três destas lâminas foram irradiadas, posteriormente, em estojos de cádmio, no mesmo local e sob as mesmas condições.

Finalmente, foi feita uma avaliação experimental da perturbação causada pelo eletrodo no fluxo de nêutrons. Com o reator crítico a 10 W, um eletrodo foi inserido no núcleo nas posições 08, 09, 10 e 11 (Figura III.8). A partir da correção automática da posição da barra reguladora, quando da retirada do eletrodo, verificou-se que no orifício de número 08, cuja perturbação foi mais sensível, houve correção de 10 posições. Esta correção implica, nesta região da curva de calibração da barra reguladora, uma reatividade negativa de 1 cent pela introdução do eletrodo.

III.3.1 Suporte de irradiação

Na escolha do material para confecção do suporte de irradiação, procurou-se um que não causasse perturbações no fluxo neutrônico e que não sofresse ativação apreciável. Verificou-se que o acrílico ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) atende perfeitamente às necessidades (apresenta parâmetros de difusão próximos aos da água)

[16], exigindo somente cuidados no manuseio, pois torna-se quebradiço quando irradiado por longo tempo a potências mais altas [17].

Foram confeccionadas varetas de 700 mm de comprimento, mostradas em corte longitudinal na Figura III.9, com todas as outras dimensões. A parte cilíndrica de 19,0 mm fica perfeitamente encaixada nos furos da placa superior do núcleo, o que mantém a verticalidade do eletrodo em toda extensão do mesmo, com um desvio máximo de posicionamento avaliado em 2 mm. Para facilitar o trabalho de usinagem, as varetas foram montadas a partir de seções que são posteriormente soldadas umas às outras.

III.3.2 Condições das irradiações

Todas as irradiações tiveram duração de 1 hora, com o reator operando a 100 kW e procurando-se sempre manter as mesmas condições experimentais. O procedimento adotado foi o de se colocar o eletrodo no furo previamente escolhido, com o reator desligado. Após a elevação da potência e irradiação no tempo previsto, o eletrodo foi retirado com o reator ligado. As irradiações com as lâminas de ouro tiveram duração de 20 minutos, com procedimento idêntico ao adotado para os eletrodos.

III.3.3 Monitores de irradiação

Como os experimentos foram realizados em datas diferentes, apesar dos cuidados tomados no procedimento de irradiação, não se pode assegurar que o reator estivesse em condições idênticas, em termos de posição das barras de controle e de nível de potência.

Para possibilitar a normalização dos resultados das medidas, irradiou-se simultaneamente aos eletrodos, monitores de ouro em forma de disco na mesa giratória do reator, onde o fluxo de nêutrons já é bem conhecido. A partir da atividade induzida nos discos em cada experimento foi feita a normalização dos resultados obtidos com os eletrodos.

III.4 Sistemas de Contagem

Na contagem dos eletrodos irradiados, utilizou-se um sistema de espectrometria gama com detector de germânio-lítio, mecanismo de varredura (" γ scanning") e um arranjo de blindagem e colimação. Para os monitores e os discos de ouro usados nas medidas de fluxo absoluto, foi utilizado um sistema constituído por um cristal de cintilação de iodeto de sódio, com eletrônica associada.

III.4.1 Contagem dos eletrodos

A detecção, contagem e registro dos espectros de radiação gama referentes aos eletrodos irradiados foram feitos u-

utilizando-se um detector de Ge (Li) de alta resolução, com a seguinte eletrônica associada:

- fonte de alta tensão 0-5 kV contínua
- pré-amplificador
- amplificador
- analisador multicanal de 1024 canais
- teletipo.

A Figura III.12 mostra o diagrama de blocos do sistema. Foram feitas 66 contagens de cada eletrodo, em passos de 10 mm, com duração de 50 minutos. A distância do eletrodo à face do detector foi mantida em 150 mm.

III.4.1.1 Mecanismo de varredura

Para permitir a varredura dos eletrodos, utilizou-se um sistema mecânico, projetado e construído no CDTN para medidas de queima em combustível irradiado [18]. Este sistema foi adaptado com a colocação de um suporte para apoio da vareta com o eletrodo. A movimentação é feita por controle remoto através de uma caixa de redução de giro, que comanda o movimento de um carrinho (que sustenta a vareta) sobre um parafuso sem fim. Na Figura III.13, mostra-se um corte do mecanismo de varredura.

III.4.1.2 Blindagem e colimação

A blindagem do arranjo constituído pelo detector e mecanismo de varredura foi a mesma usada em [18], com algumas adaptações devidas ao comprimento dos eletrodos e às energias das radiações gama emitidas.

Na construção da blindagem, foram utilizados tijolos de concreto de (300x150x150) mm contendo minério de ferro, formando uma parede dupla. Circundando o detector, foi construído, com tijolos de chumbo, um sistema mais eficiente de blindagem e colimação, com 600 mm de comprimento, 250 mm de altura e espessura total de 300 mm. O detector foi colocado em uma abertura deixada neste arranjo, no qual a abertura da colimação foi de 10 mm.

III.4.2 Contagem dos monitores

Para obtenção da atividade induzida nos detectores de ouro irradiados na mesa giratória e na posição número 26 da placa superior do IPR-R1, utilizou-se um sistema de contagem gama, constituído de um cristal plano de NaI(Tl), 3" x 3" e de um analisador monocanal com eletrônica associada. O diagrama de blocos deste sistema é mostrado na Figura III.14.

O detector é circundado por uma contenção de chumbo, que é a blindagem do sistema. Para este arranjo, tem-se medidas da eficiência de contagem global, para geometrias de 3 e 21 cm de distância do detector à amostra [1] e do tempo de resolução, que é de 8,5 μ s [19], possibilitando medidas do fluxo absoluto sob o qual os detectores foram ativados. O resultado

de cada disco de ouro foi a média de seis contagens, três em cada face.

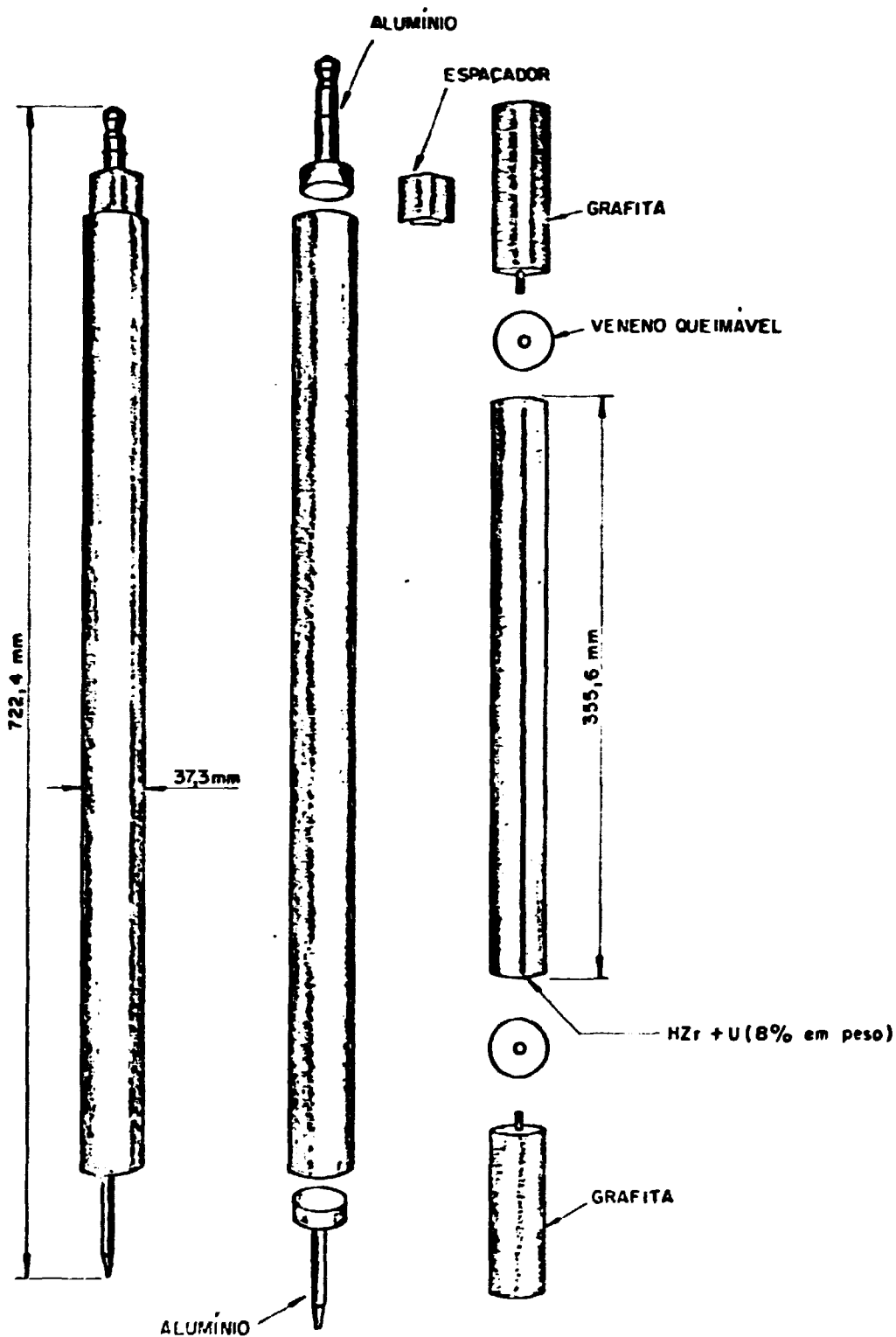


FIGURA III.1-MONTAGEM DO ELEMENTO COMBUSTÍVEL [10]

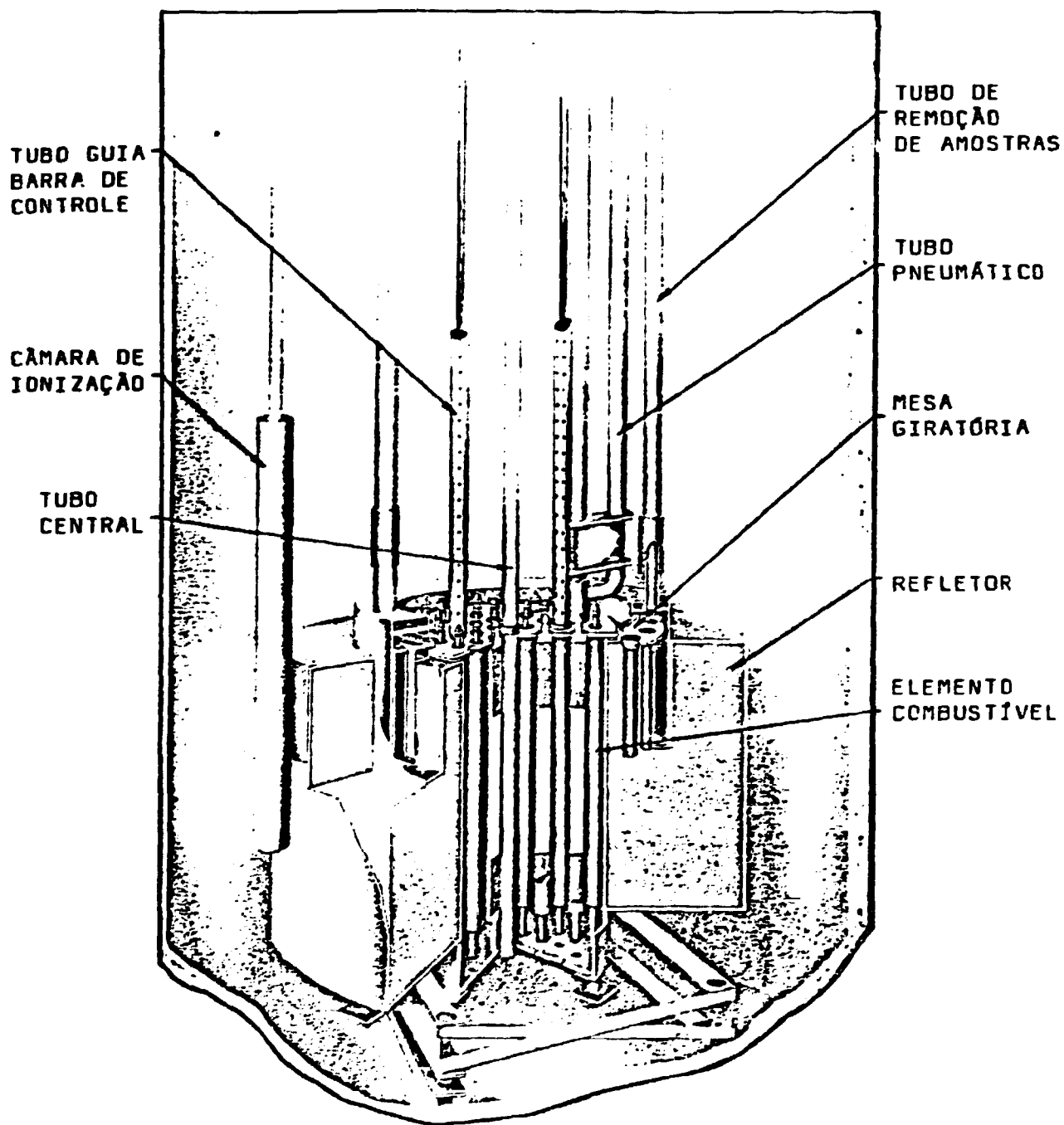
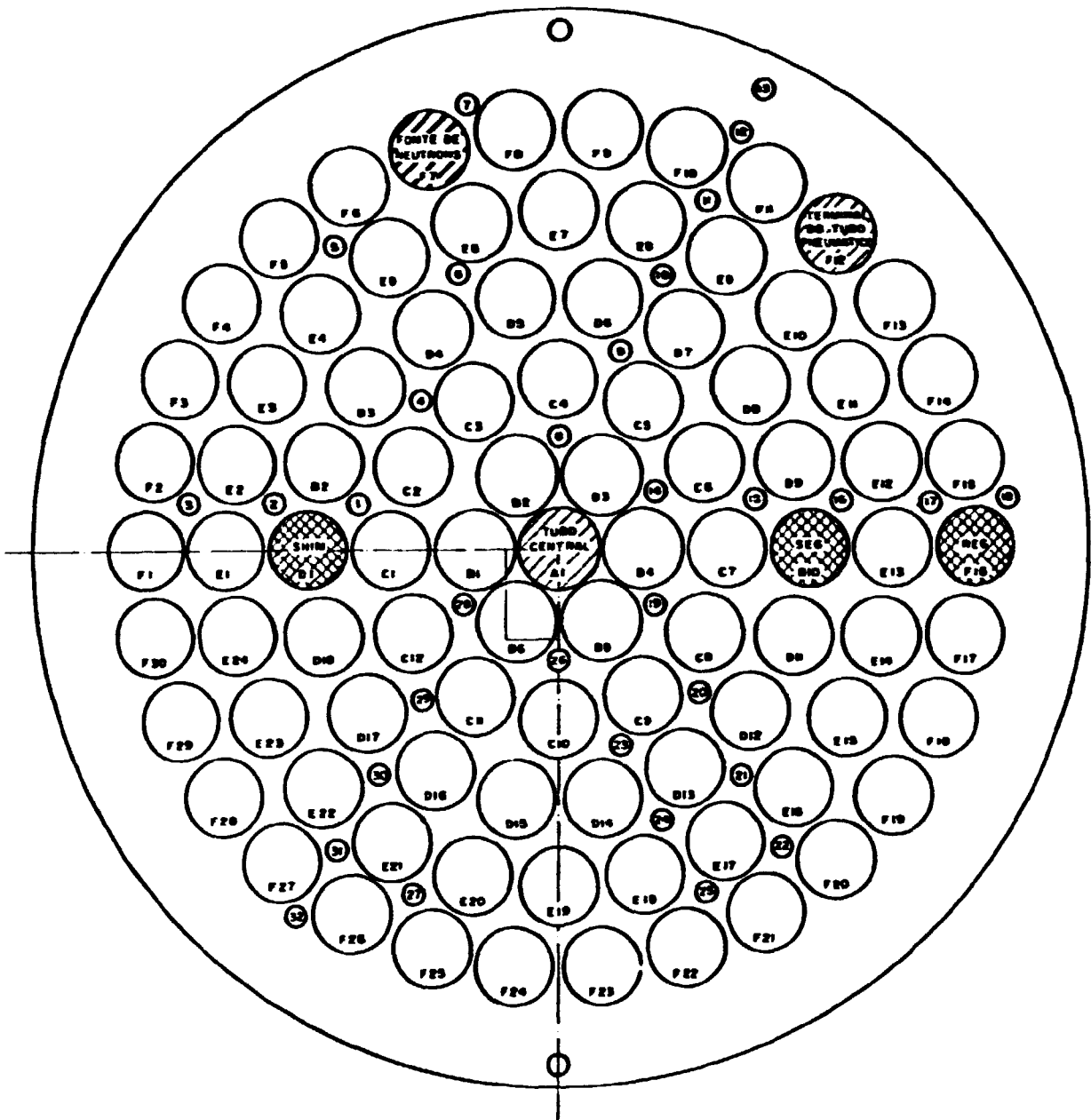


FIGURA III.2 - CONJUNTO NÚCLEO E REFLETOR DO REATOR
IPR-R1 [24]



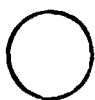




-  ELEMENTO COMBUSTÍVEL OU ELEMENTO FALSO DE GRAFITA (ANEL EXTERNO)
-  ORIFÍCIO NA PLACA SUPERIOR
-  DISPOSITIVO DE IRRADIAÇÃO
-  BARRA DE CONTROLE
-  FONTE DE NÊUTRONS

FIGURA III.3-CONFIGURAÇÃO ATUAL DO NÚCLEO DO REATOR IPR-R1

CERTIFICADO DE ENSAIO

Número

DETS.PD-368/81

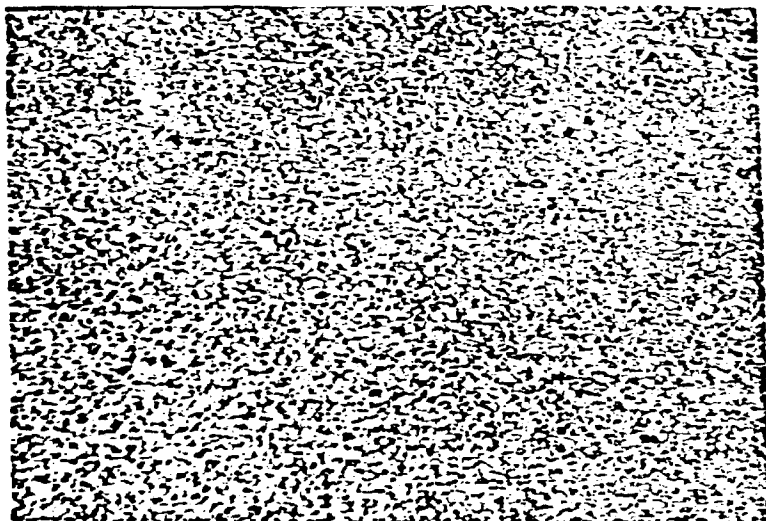
Folha

4/7

Solicitante

LABORATÓRIO DE FÍSICA DE REATORES

Resultados/Obs. (Cont.):



Fotomicrografia mostrando
homogeneidade na estrutura
do aço.

Aumento: 200 X

Amostra 2A

Fotomicrografia do eletrodo 2, amostra 2A
Contornos de grãos
Estrutura homogênea
Aumento: 200 X

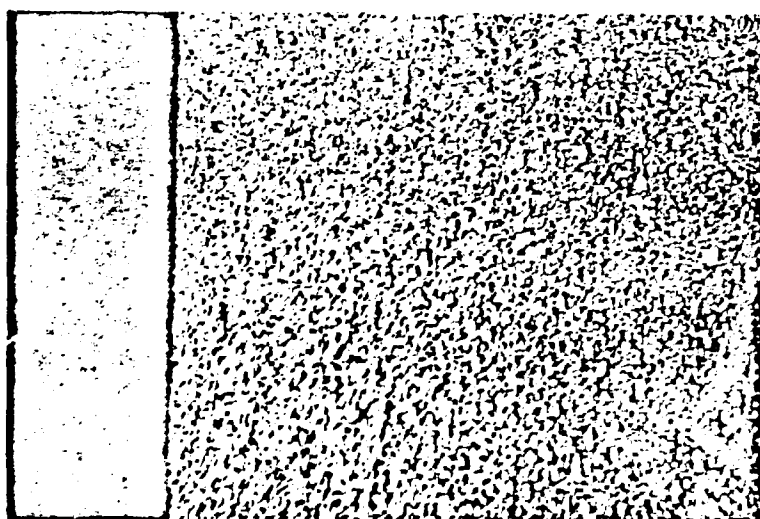


FIGURA III.4-FOTOMICROGRAFIAS DA ESTRUTURA DO ELETRODO DE AÇO INOXIDÁVEL

Emissora

SELMA SOARES CORREIA

Local e Data

Belo Horizonte, 30 de Dezembro de 1981.

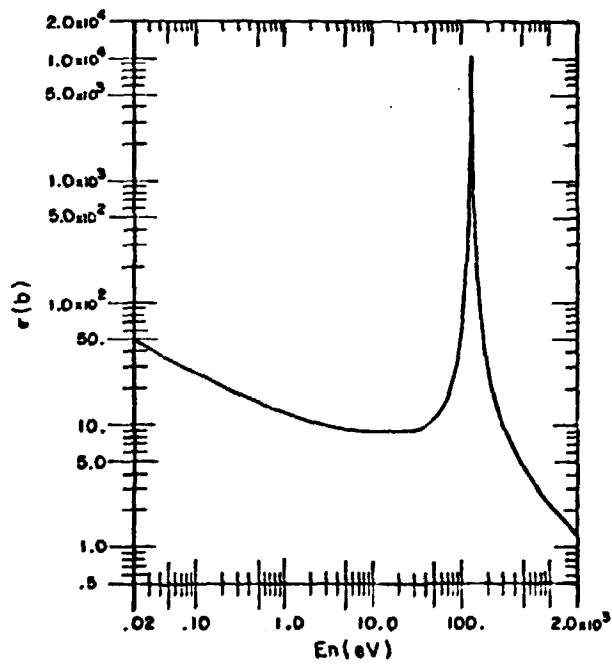


FIGURA III.5-CURVA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE ABSORÇÃO DO ^{50}Cr [12]

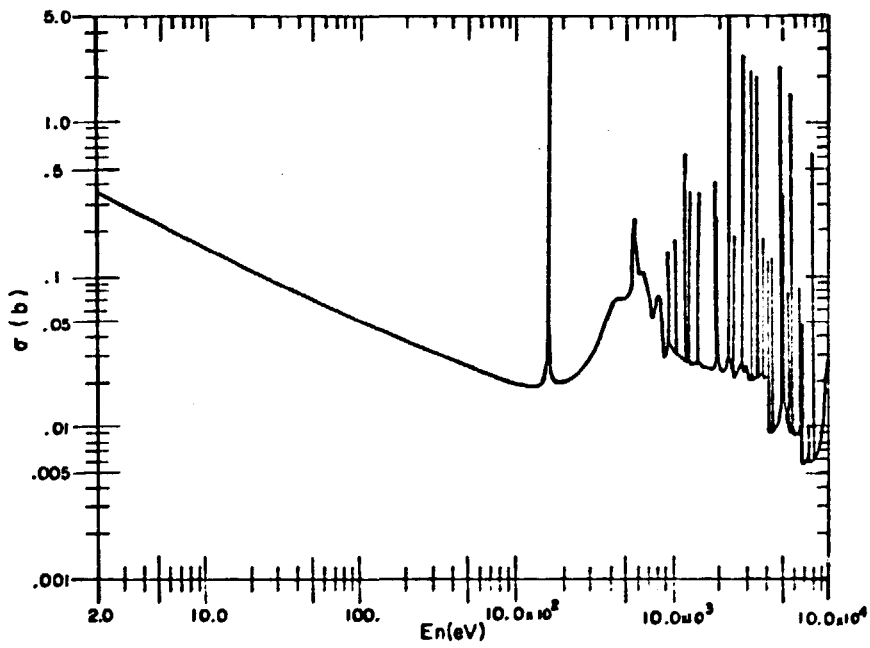


FIGURA III.6-CURVA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE ABSORÇÃO DO ^{59}Co . [12]

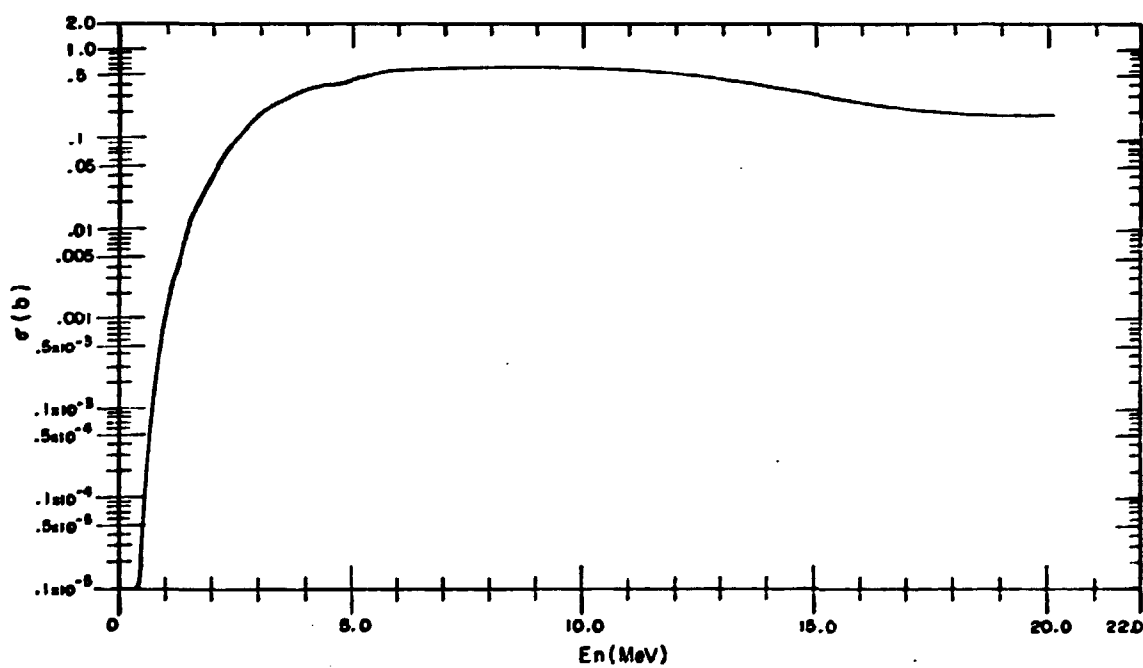
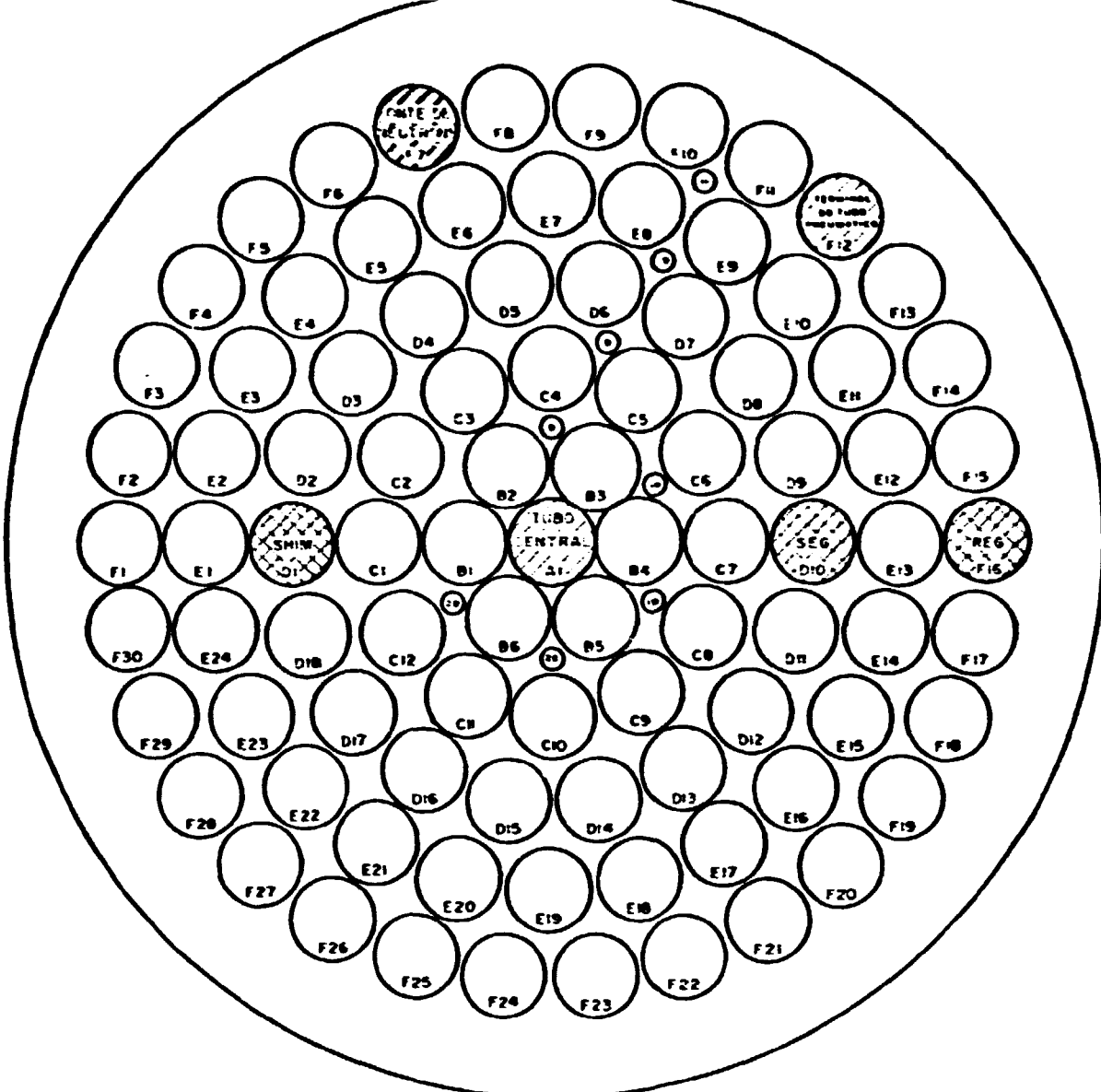


FIGURA III.7-CURVA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE ABSORÇÃO DO ^{58}Ni [12]








-  ELEMENTO COMBUSTÍVEL OU ELEMENTO FALSO DE GRAFITA (ANEL EXTERNO)
-  ORIFÍCIO NA PLACA SUPERIOR
-  BARRA DE CONTROLE
-  DISPOSITIVO DE IRRADIAÇÃO
-  FONTE DE NÊUTRONS

FIGURA III.8-PLACA SUPERIOR DO IPR-R1 COM INDICAÇÃO DAS POSIÇÕES DE MEDIDA

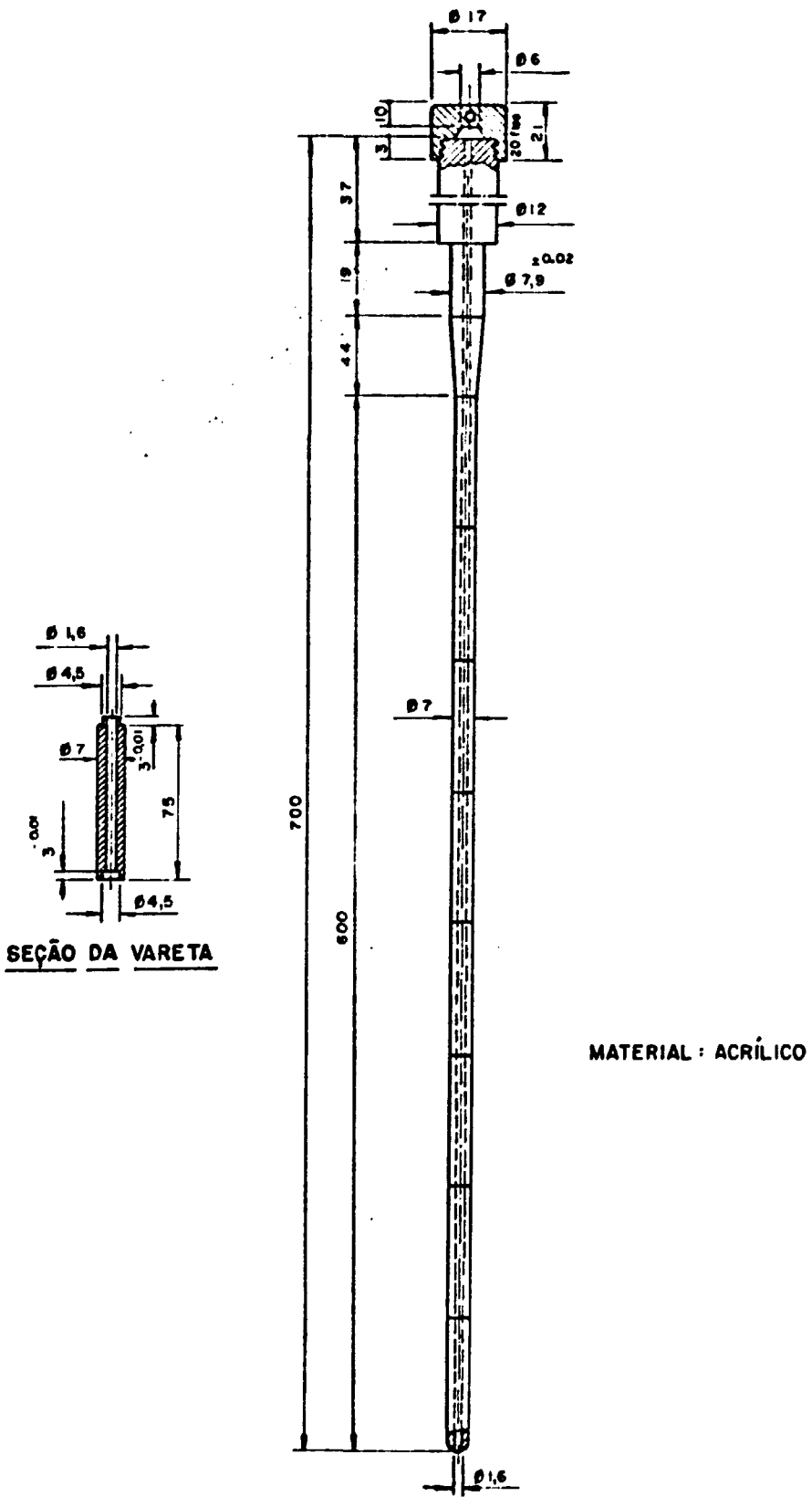


FIGURA III.9-CORTE LONGITUDINAL DO DISPOSITIVO DE IRRADIAÇÃO

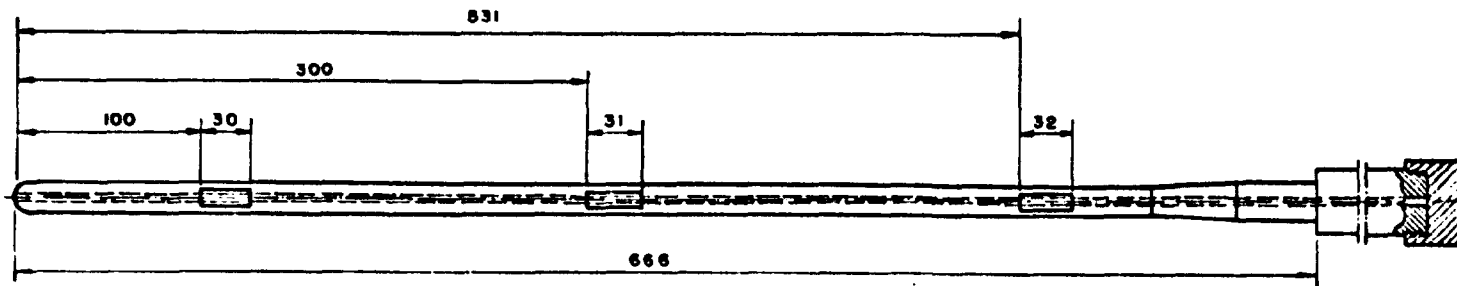


FIGURA III.10-CORTE LONGITUDINAL DO DISPOSITIVO DE IRRADIAÇÃO PARA O ELETRODO SOB CĂDMIO

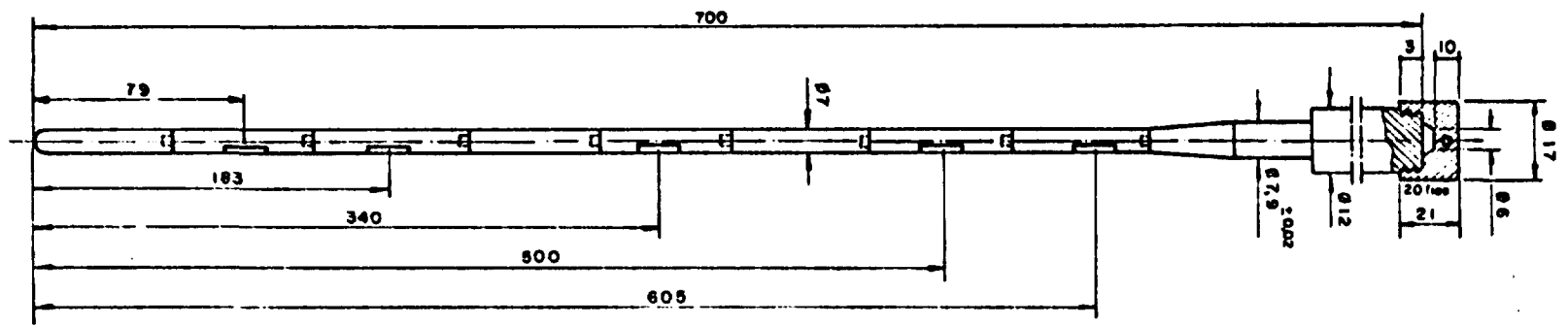


FIGURA III.11-CORTE LONGITUDINAL DO DISPOSITIVO DE IRRADIAÇÃO PARA OS DETECTORES DE OURO

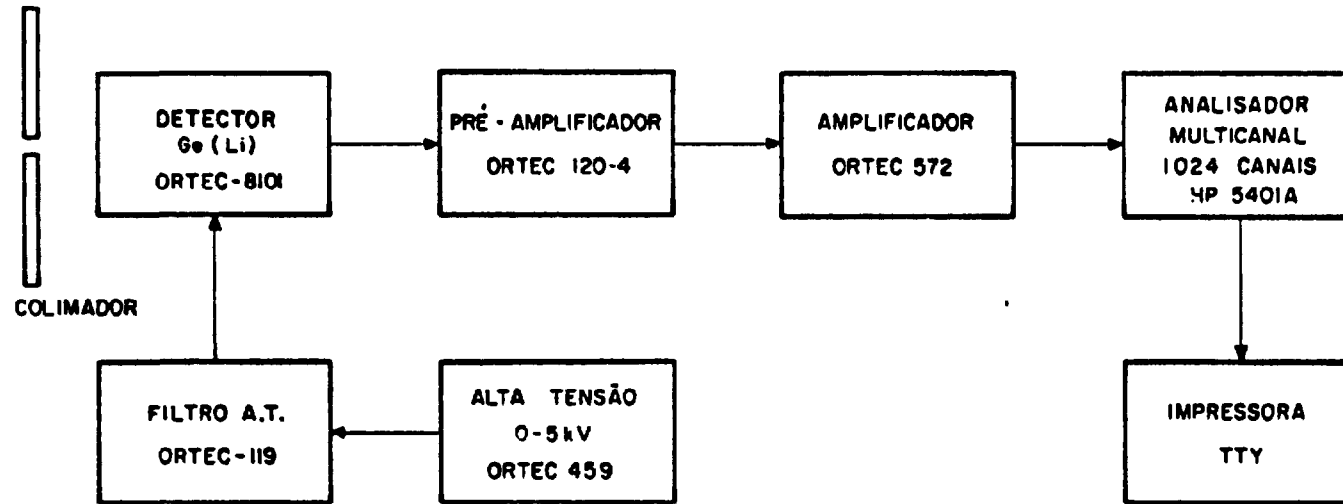


FIGURA III.12-DIAGRAMA DE BLOCOS DO SISTEMA DE CONTAGEM DOS ELETRODOS

1. Base para suporte do detector
2. Detector de Ge(Li)
3. Janela com o sistema de colimação
4. Parede de tijolos especiais para blindagem
5. Carrinho suporte do combustível e vareta combustível
6. Trilho móvel suporte e guia de carrinho
7. Corrente para guia e deslocamento do trilho
8. Suporte para apoio do trilho
9. Manivela para movimentação do trilho
10. Braços articuláveis de união do parafuso com o comando a distância
11. Caixa de redução de giro para movimento do parafuso
12. Indicador da posição e do deslocamento do carrinho
13. Manivela para movimentar à distância o carrinho suporte do combustível
14. Multicanal, eletrônica associada ao detector
15. Parafuso para deslocamento do carrinho, comandado à distância

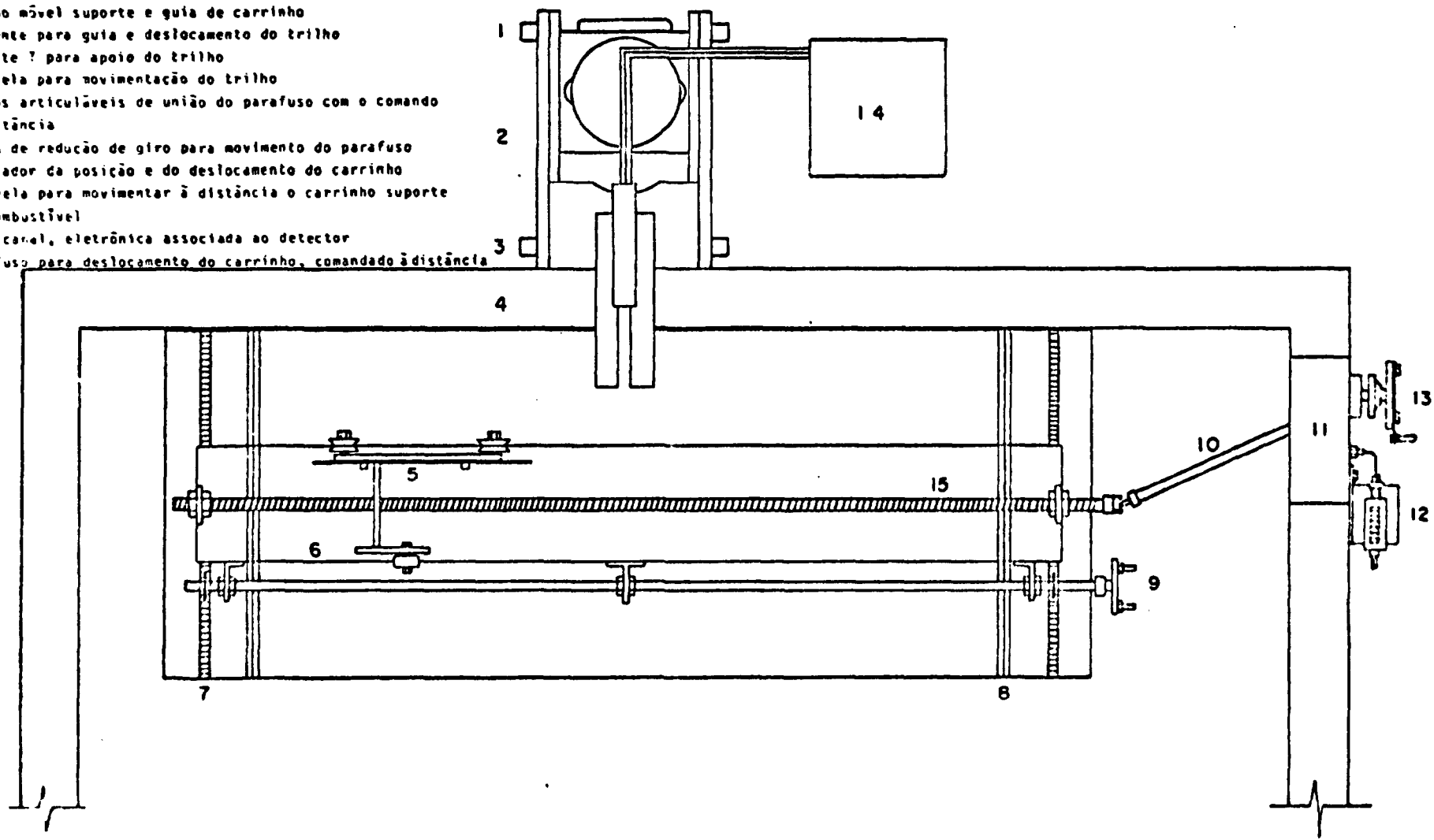


FIGURA III.13-SISTEMA MECÂNICO DE VARREDURA

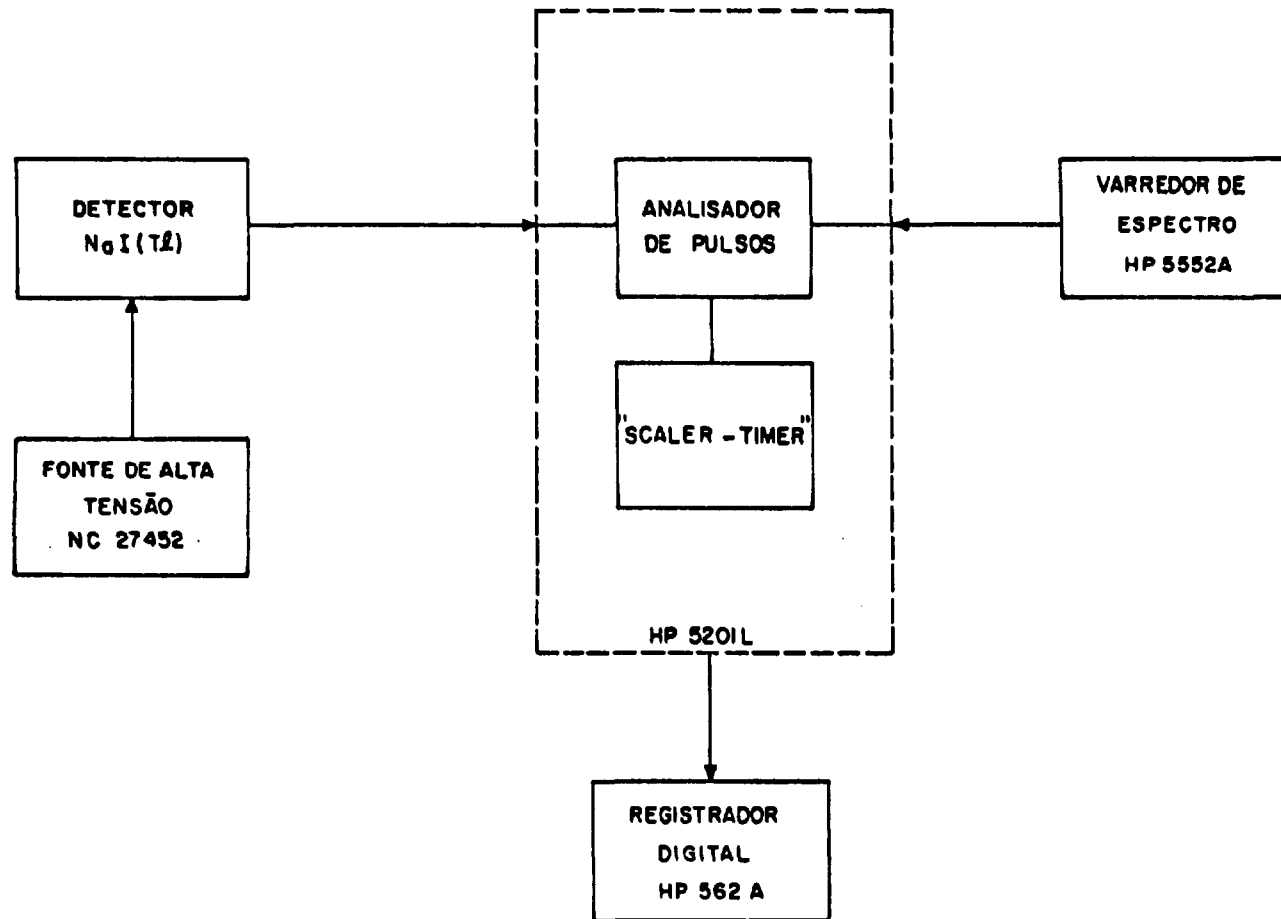


FIGURA III.14-ESQUEMA DO CONJUNTO DE CONTAGEM GAMA MONOCANAL

IV. RESULTADOS

O perfil axial do fluxo de nêutrons foi obtido a partir das áreas sob os picos de absorção total do ^{51}Cr , ^{59}Fe , ^{60}Co e ^{58}Co , para cada uma das 66 medidas feitas em um eletrodo.

IV.1 Método de Cálculo

O método empregado para cálculo da área do pico de absorção total foi o descrito em [20], referido como TPA, que utiliza a seguinte expressão:

$$S = \sum_{i=j}^n C_i - \frac{(C_j + C_n)}{2} (n - j + 1) \quad (\text{IV.1})$$

onde

C_i = número de contagens no canal i

j = número do canal limite do pico à esquerda

n = número do canal limite do pico à direita

Existem na literatura, por exemplo [21], diversos métodos para a determinação destas áreas, sendo o TPA o mais simples deles. As limitações quanto a seu uso ocorrem no caso de um "background" muito intenso ou quando o espectro é complexo, para se definir os canais limites de cada pico.

No caso do presente trabalho, foi possível a sua utilização, pois a blindagem do detector é eficiente e sua resolução bastante boa para a complexidade do espectro (2,7 keV para o pico de 1,33 MeV do ^{60}Co com alta tensão no detector de

2,0 kV).

O desvio padrão do valor da área líquida devido à estatística de contagem foi calculado através da expressão:

$$\sigma_S = \sqrt{\sum C_i + (n - j + 1) (C_j + C_n) \frac{(n-j+1)}{4} - 1} \quad (\text{IV.2})$$

As perdas de contagens devidas ao tempo morto do sistema foram corrigidas pelo próprio multicanal, com marcação do tempo de contagem efetivos.

As áreas foram todas referidas ao instante final de irradiação e normalizadas pelo fluxo térmico medido com discos de ouro, irradiados na mesa giratória do IPR-R1, simultaneamente com cada eletrodo.

IV.2 Tratamento dos Dados Experimentais

Com as curvas do perfil do fluxo de nêutrons para os diversos detectores poderiam ser tentados ajustes dos pontos experimentais, com o objetivo de se obter uma expressão analítica para o fluxo de nêutrons.

Devido ao fato de o IPR-R1 ser um reator cilíndrico totalmente refletido, existem problemas na determinação dos parâmetros na solução da equação da difusão, independentemente do número de grupos de energia dos nêutrons utilizados nos cálculos, tendo que se recorrer a um processo iterativo, descrito em [22], cuja precisão não é bem determinada. As expressões utilizadas na obtenção do fluxo térmico a partir da equação da

difusão para o núcleo e o refletor são:

$$\phi_c(r,z) = A J_0(\alpha r) \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \quad (\text{IV.3})$$

com $H = h + 2\delta_z$

onde

h = altura do cilindro

δ_z = economia do refletor axial

J_0 = função de Bessel de ordem zero de primeira espécie

e

$$\phi_r(r,z) = C \{ I_0(\beta r) K_0[\beta(R+b)] - I_0[\beta(R+b)] \times K_0(\beta r) \} \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \quad (\text{IV.4})$$

com

$$\alpha^2 = B_c^2 - \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$$

e

$$\beta^2 = \frac{1}{L_{Tr}^2} + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$$

sendo

R = raio do reator

b = espessura do refletor

B_c^2 = "buckling" geométrico do núcleo

L_{Tr} = comprimento de difusão no refletor

I_0 e K_0 são as funções de Bessel modificadas de ordem zero de primeira e segunda espécie, respectivamente.

Poder-se-ia tentar um ajuste da parte útil do elemento combustível-moderador-refletor à expressão (IV.3), mas no IPR-R1, durante uma operação normal, as barras de controle ("shim" e reguladora) permanecem parcialmente inseridas no núcleo, resultando em uma deformação no perfil axial do fluxo térmico. Este fato torna o fluxo assimétrico, não sendo possível o ajuste dos pontos experimentais a uma função cosseno.

Foi tentada a realização de ajustes polinomiais cobrindo toda a altura medida, o que não apresentou bons resultados, verificando-se que polinômios do segundo ao sexto grau não representam corretamente a forma das distribuições, e polinômios de graus superiores são fortemente afetados pelo erro experimental.

Procurou-se, então, um tratamento de dados que não alterasse a forma do perfil do fluxo, mas que diminuísse o efeito da dispersão estatística dos pontos experimentais. Para isso, foi feito um alisamento dos pontos experimentais onde cada ponto "alisado" é calculado pela expressão [23]:

$$Y_i^* = \frac{Y_{i-2} + 4 Y_{i-1} + 6Y_i + 4Y_{i+1} + Y_{i+2}}{16} \quad (\text{IV.5})$$

onde

Y_i^* é o ponto calculado pelo alisamento e

Y_{i-2} , Y_{i-1} , Y_i , Y_{i+1} , Y_{i+2} são os pontos experimentais.

IV.3 Perfil do Fluxo de Nêutrons Têrmicos

A partir da resposta dos detectores de Cr, Fe, e Co, através de reações de captura de nêutrons, obteve-se o perfil axial do fluxo têrmico no núcleo do IPR-R1, nas posições medidas.

As Figuras IV.1a a IV.1e mostram os resultados obtidos com o eletrodo irradiado na posição 08 da placa superior para o ^{51}Cr (gama de 320 keV), ^{59}Fe (gama de 1099 keV), ^{59}Fe (gama de 1292 keV), ^{60}Co (gama de 1173 keV) e ^{60}Co (gama de 1332 keV), respectivamente. Os resultados para as posições 09, 10, 11, 14, 26 e 28 são mostrados nas Figuras IV.2, IV.3, IV.4, IV.5, IV.6 e IV.7, respectivamente.

A título de exemplo, a Tabela IV.1 apresenta os resultados dos cálculos das áreas dos picos de absorção total dos detectores, para o eletrodo irradiado na posição 26 da placa superior.

O perfil axial do fluxo têrmico apresenta o comportamento esperado, ou seja, por causa do refletor de grafita colocado acima e abaixo da vareta combustível-moderador, há um aumento da intensidade do fluxo após as fronteiras. Além disso, devido à presença nos elementos combustíveis do óxido de samário, que é um forte absorvedor de nêutrons têrmicos, há uma depressão no fluxo de nêutrons na região onde ele se encontra. O perfil do fluxo de nêutrons apresenta duas inflexões bem acentuadas pela combinação destes dois fatores, o aumento do fluxo devido ao refletor de grafita e depressão, imediatamente anterior, devida ao óxido de samário. Em linhas gerais, os perfis

de fluxo térmico, obtidos com todos os detectores nas diversas posições de medida, apresentam o mesmo comportamento.

Devido à característica do reticulado do reator (hexagonal centrado) e à maneira como foram feitos os orifícios na placa superior (Figura III.3), não foi possível obter a distribuição radial do fluxo. Um aspecto qualitativo da variação da intensidade do fluxo com o aumento da distância ao centro do núcleo é mostrado na Figura IV.8, através dos perfis de fluxo obtidos com o detector de ^{50}Cr , nas posições de irradiação de números 08, 09, 10 e 11. As curvas mostram uma diminuição na intensidade do fluxo à medida que o local de irradiação se afasta do centro do reator, como era esperado. O perfil obtido com o eletrodo irradiado na posição número 11 mostra um comportamento ligeiramente diferente do das outras posições, devido, possivelmente, ao fato de estar este local próximo ao anel F (elementos falsos de grafita), que é envolvido por um anel contínuo também de grafita, formando o refletor radial do IPR-R1. Como pode ser notado na figura, a intensidade do fluxo é relativamente alta, devido ao retorno de nêutrons causado pelo refletor. Não foi possível a realização de uma nova medida para detalhar este comportamento. Analisam-se a seguir os resultados obtidos com cada um dos detectores utilizados.

IV.3.1 Resultados do detector de cromo

As curvas obtidas com as respostas do detector de cromo (Figuras IV.1a, IV.2a, IV.3a, IV.4a, IV.5a, IV.6a e IV.7a)

apresentam uma forma bem definida para o perfil axial do fluxo térmico, onde se observa nitidamente a influência do refletor de grafita e a deformação do fluxo, na metade superior da altura do combustível, devida à presença das barras de controle.

A dispersão estatística dos pontos é bem baixa em todas as curvas. O desvio padrão relativo do valor da área do pico de absorção total do ^{51}Cr , devido à estatística de contagem, foi menor que 2,0% em todos os pontos, nas posições medidas, e ao longo da altura útil do combustível, o desvio padrão calculado oscilou entre 0,5 e 1,0%.

IV.3.2 Resultados do detector de ferro

Apesar da composição do eletrodo de aço inoxidável apresentar 65% de ferro, o isótopo ^{58}Fe que foi utilizado nas medidas tem porcentagem isotópica de apenas 0,3% e seção de choque de absorção $\sigma_a = 1,15$ barns, o que resultou em ativação relativamente baixa.

A dispersão dos pontos nas curvas do perfil do fluxo térmico, mostrado nas Figuras IV.1b, IV.1c, IV.2b, IV.2c, IV.3b, IV.3c, IV.4b, IV.4c, IV.5b, IV.5c, IV.6b, IV.6c, IV.7b e IV.7c, tanto para o gama de 1099 keV quanto para o de 1292 keV, foi bastante grande e os resultados são se prestam como confirmação da forma obtida para o perfil do fluxo com o detector de cromo.

Os desvios calculados para as áreas dos picos de absorção total são menores que 10% ao longo da altura útil do

combustível, em todas as medidas. Nas extremidades das curvas, em alguns casos, os desvios foram de até 25%.

IV.3.3 Resultados do detector de cobalto

As curvas do perfil axial do fluxo térmico, obtidas através da resposta do detector de cobalto, mostradas nas Figuras IV.1d, IV.1e, IV.2d, IV.2e, IV.3d, IV.3e, IV.4d, IV.4e, IV.5d, IV.5e, IV.6d, IV.6e, IV.7d e IV.7e, apresentam a mesma forma das do cromo e do ferro.

A dispersão dos pontos experimentais foi, na maioria das curvas, bem menor que a do ferro, mas a estatística de contagem resultou ainda bastante pobre. Os desvios calculados para as áreas dos picos de absorção total do ^{60}Co (gammas de 1173 keV e 1332 keV) foram sempre menores que 8,0%. Ao longo da altura do combustível, os desvios oscilaram entre 1,0 e 3,0%, em todas as posições medidas.

Para uma melhor utilização dos detectores de cobalto e de ferro, seria necessário um tempo de irradiação bem maior, o que não foi possível neste trabalho pelos requisitos de proteção radiológica de pessoal no manuseio dos eletrodos irradiados e pela fragilidade dos dispositivos de irradiação, quando expostos à radiação por um tempo maior.

IV.4 Perfil do Fluxo de Nêutrons Rápidos

O perfil do fluxo de nêutrons rápidos foi obtido a través da resposta do detector de níquel. O limiar efetivo da reação $^{58}\text{Ni} (n,p) ^{58}\text{Co}$ é 4,3 MeV [14], sendo a resposta característica do espectro de nêutrons acima deste valor.

As Figuras IV.9, IV.10, IV.11, IV.12, IV.13, IV.14 e IV.15 mostram o perfil axial do fluxo de nêutrons rápidos, no núcleo do IPR-R1, nas posições de medida 08, 09, 10, 11, 14, 26 e 28, respectivamente. A dispersão dos pontos experimentais é bastante pequena e as curvas mostram características similares. Na Tabela IV.1 apresenta-se, como exemplo, os valores de áreas dos picos de absorção total referentes ao detector de níquel na posição 26. Os desvios nas áreas dos picos de absorção total do ^{58}Co (gama de 810 keV) foram sempre menores que 6,0% ao longo da altura útil do combustível, mas ao longo do refletor de grafita, onde o fluxo de nêutrons rápidos já é bem baixo, os desvios foram consideravelmente maiores.

A variação da intensidade do fluxo rápido com a distância ao centro do núcleo do reator pode ser observada na Figura IV.16, que mostra os perfis de fluxo rápido obtidos nas posições 08, 09, 10 e 11 da placa superior. Nota-se na figura que a variação da intensidade do fluxo ao longo da altura útil do combustível é bem maior que ao longo do refletor de grafita. Nos cinco primeiros pontos experimentais, que correspondem a medidas feitas abaixo do elemento combustível, a variação é praticamente nula em todas as posições.

Não foi possível uma confirmação experimental dos resultados através de outro detector de limiar, já que o ^{54}Fe , que poderia ser utilizado pela reação $^{54}\text{Fe} (n,p) ^{54}\text{Mn}$, não a-

presentou ativação suficiente.

IV.5 Reações Interferentes

Baseado na composição química dos eletrodos (Fe, Cr, Ni, Mo, Mn, Co, C, Nb, Si e S) foi feito um estudo das reações induzidas por nêutrons com estes elementos, para determinar as que poderiam ter como produto os nuclídeos ^{51}Cr , ^{59}Fe , ^{60}Co e ^{58}Co , considerados presentes no eletrodo irradiado pelas reações $^{50}\text{Cr}(n,\gamma)^{51}\text{Cr}$, $^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}$, $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ e $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$.

O único radionuclídeo com possibilidades de ser produto de mais de uma reação é o ^{51}Cr , que poderia ser formado a partir de $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$, já considerada no capítulo III, e de $^{52}\text{Cr}(n,2n)^{51}\text{Cr}$, com limiar de energia $E_L = 12,27 \text{ MeV}$ e seção de choque de absorção média sob o espectro de fissão $\langle \sigma \rangle = 0,028 \text{ mb}$ [14]. A última reação tem pouca probabilidade de ocorrência, já que apresenta um limiar bastante alto e seção de choque baixa.

Para avaliar estas contribuições de nêutrons rápidos para o perfil do fluxo térmico obtido com o detector de cromo, foram irradiados dois eletrodos com diâmetro de 0,8 mm, que é aproximadamente a metade do diâmetro dos eletrodos irradiados nas medidas normais e com composição química basicamente a mesma. Nestas irradiações, com o eletrodo nu e sob cádmio, feitas na posição de número 19 da placa superior, foram mantidas as mesmas condições de todas as medidas.

A partir dos cálculos da razão de cádmio em cada uma das três alturas do eletrodo que foram irradiadas sob cádmio (Figura III.9), verificou-se que a contribuição de nêutrons com energia acima da energia de corte efetivo do cádmio, que, para espessura de parede de 1 mm, varia entre 0,5 e 0,7 eV [2], é menor que 4%.

IV.6 Eficiência da Blindagem

Pelas características do arranjo de blindagem e colimação e do mecanismo de varredura, que mantém a distância da superfície do detector ao eletrodo irradiado em 150 mm, deixando um espaço de 10 mm entre a blindagem e o detector, tornou-se necessário um estudo da contribuição de contagens de toda vareta, em cada uma das 66 contagens.

Com este objetivo, da parte central de um dos eletrodos irradiados cortou-se um segmento de 10 mm, que é a medida da abertura de colimação utilizada nas contagens. Acondicionado em vareta de acrílico, de modo a manter inalterada a geometria de contagem, fez-se então uma varredura do mesmo. Todas as outras condições experimentais também permaneceram as mesmas, havendo alteração apenas no tempo de contagem, de 50 para 10 minutos em cada passo.

De modo a tornar os cálculos conservativos, foi considerado o pico de absorção total do ^{60}Co de emissão de radiação gama de 1,332 MeV, que é a mais alta do espectro dos eletrodos, e que, conseqüentemente, tem maior poder de penetra

ção.

Na varredura de 700 mm, que é o comprimento total dos eletrodos, constatou-se uma contribuição significativa de 30 mm em cada 10 mm medidos, ou seja, quando os 10 mm de eletrodo se encontram faceando a fenda de colimação de ambos os lados, há detecção significativa da radiação gama.

A área líquida do pico de absorção total nestas duas situações foi de 18% e 21% da área obtida com o eletrodo em frente à fenda. No passo seguinte, ou seja, nos próximos 10 mm, as áreas já se encontram da ordem de 2% da medida na frente da fenda, sendo esta porcentagem menor que o erro na área líquida ($A_L = 393 \pm 23$) cps, e da ordem do "background", podendo ser considerada desprezível a contribuição a partir deste ponto, e graças à uniformidade da blindagem em frente à vareta, não é de se esperar contribuição significativa a partir deste ponto.

Para a obtenção do perfil do fluxo e comparação entre resultados, a contribuição não acarreta erros apreciáveis, devendo ser levada em consideração apenas no caso de medidas do fluxo absoluto, se feitas diretamente a partir das contagens utilizando o mecanismo de varredura.

IV.7 Determinação do Fluxo de Nêutrons Térmicos

Devido às dificuldades na determinação da eficiência do sistema de contagem dos eletrodos, por causa, principalmente, da geometria em forma de varetas com 1,6 mm de diâmetro, o que tornaria necessário a confecção de padrões nesta mesma forma e

com densidade bem aproximada, optou-se por uma determinação in direta do fluxo de nêutrons t \bar{e} rmicos.

Com este objetivo, irradiou-se discos de ouro nus e sob c \bar{a} dmio, segundo o procedimento descrito em III.3, na posi \bar{c} o de n \bar{u} mero 26 da placa superior do IPR-R1.

As contagens foram feitas no sistema de espectrometria gama com detector de NaI(Tl), 3"x3", calibrado no fotopi \bar{c} o, o que possibilitou a obten \bar{c} o de valores absolutos da atividade induzida nos discos.

A partir destas medidas de atividade, calculou-se a raz \bar{a} o de c \bar{a} dmio r_{Cd} em cada ponto medido, atrav \bar{e} s da express \bar{a} o [2]:

$$r_{Cd} = \frac{A_s}{A_s(Cd)} \quad (IV.6)$$

sendo o fluxo t \bar{e} rmico determinado por:

$$\phi_{th} = \frac{R}{\sigma_0} \left(1 - \frac{1}{r_{Cd}}\right) \quad (IV.7)$$

Os resultados obtidos para as raz \bar{a} es de c \bar{a} dmio e o fluxo t \bar{e} rmico s \bar{a} o apresentados na Tabela IV.2. As alturas referentes \bar{a} s medidas foram tomadas no centro do disco. O erro associado ao valor do fluxo foi avaliado em 5%. Este \bar{e} o erro associado ao m \bar{e} todo de medida, sendo consideradas desprez \bar{i} veis as incertezas nos valores de meia-vida, se \bar{c} o de choque de absor \bar{c} o, integral de resson \bar{a} ncia, massa e n \bar{u} mero de Avogadro.

As razões entre as intensidades do fluxo térmico ϕ_1 , ϕ_2 e ϕ_3 , nos pontos medidos, ϕ_1/ϕ_2 e ϕ_3/ϕ_2 , foram comparadas às razões entre as áreas A_1 , A_2 e A_3 , do pico de absorção total do ^{51}Cr , A_1/A_2 e A_3/A_2 nas alturas correspondentes. Os valores obtidos:

$$\frac{A_1}{A_2} = 0,51; \quad \frac{\phi_1}{\phi_2} = 0,51$$

$$\frac{A_3}{A_2} = 0,49; \quad \frac{\phi_3}{\phi_2} = 0,47$$

mostram uma concordância plenamente satisfatória. Através da associação do valor do fluxo térmico ao da área do ^{51}Cr na mesma altura, foi possível a determinação do fluxo nas 66 posições medidas para o eletrodo irradiado no orifício número 26 da placa superior. Estes valores são mostrados na Figura IV.17 e o erro associado foi da ordem de 5,5% , que é aproximadamente o mesmo da determinação do fluxo pelo método absoluto.

Deste modo, com a irradiação de um eletrodo e medidas de razão de cádmio em uma ou mais alturas, é possível obter-se o fluxo térmico, em qualquer ponto ao longo de um eixo no núcleo do reator, com precisão bastante boa.

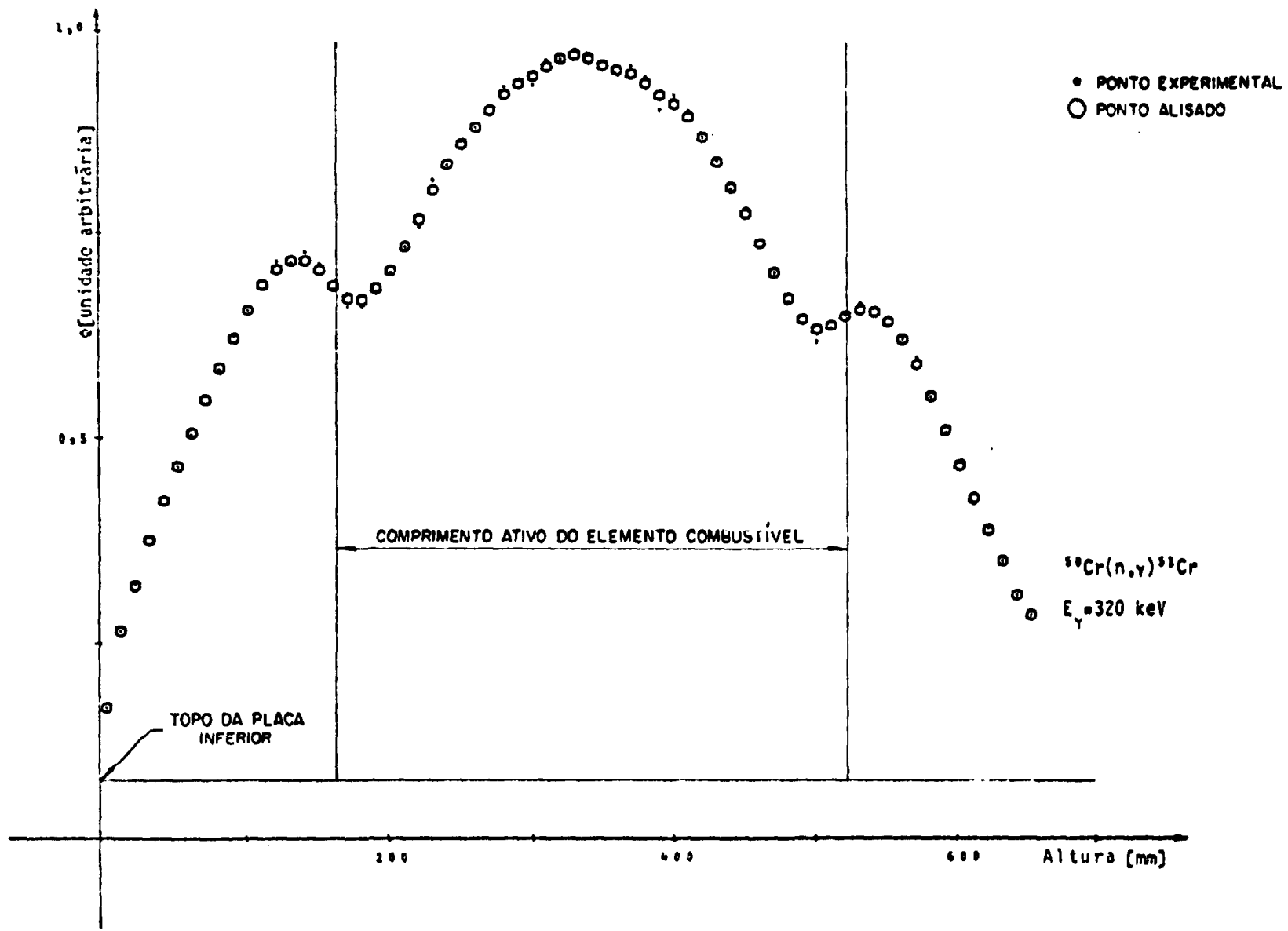


FIGURA IV.1.a-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 08

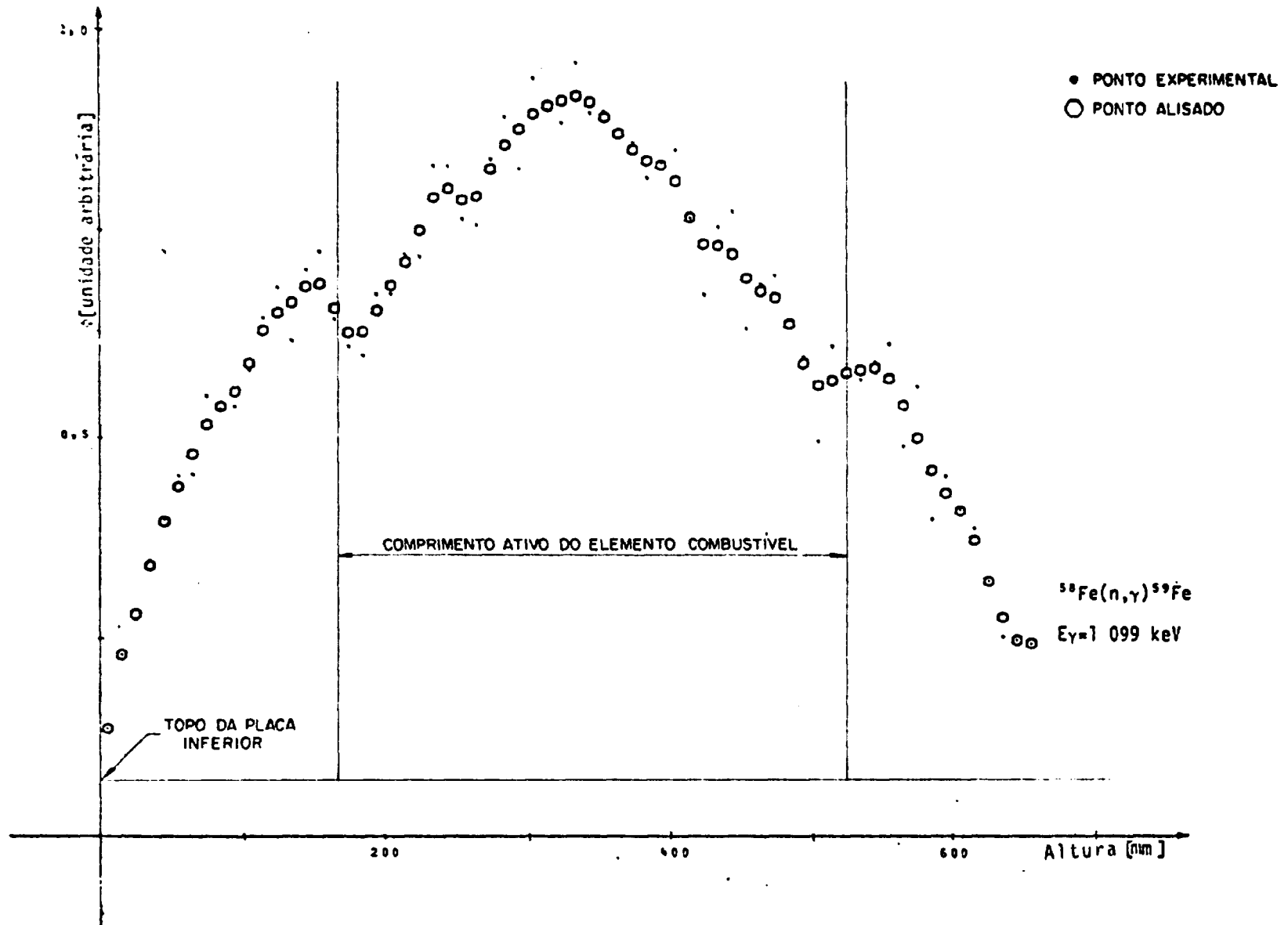


FIGURA IV.1.b-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 08

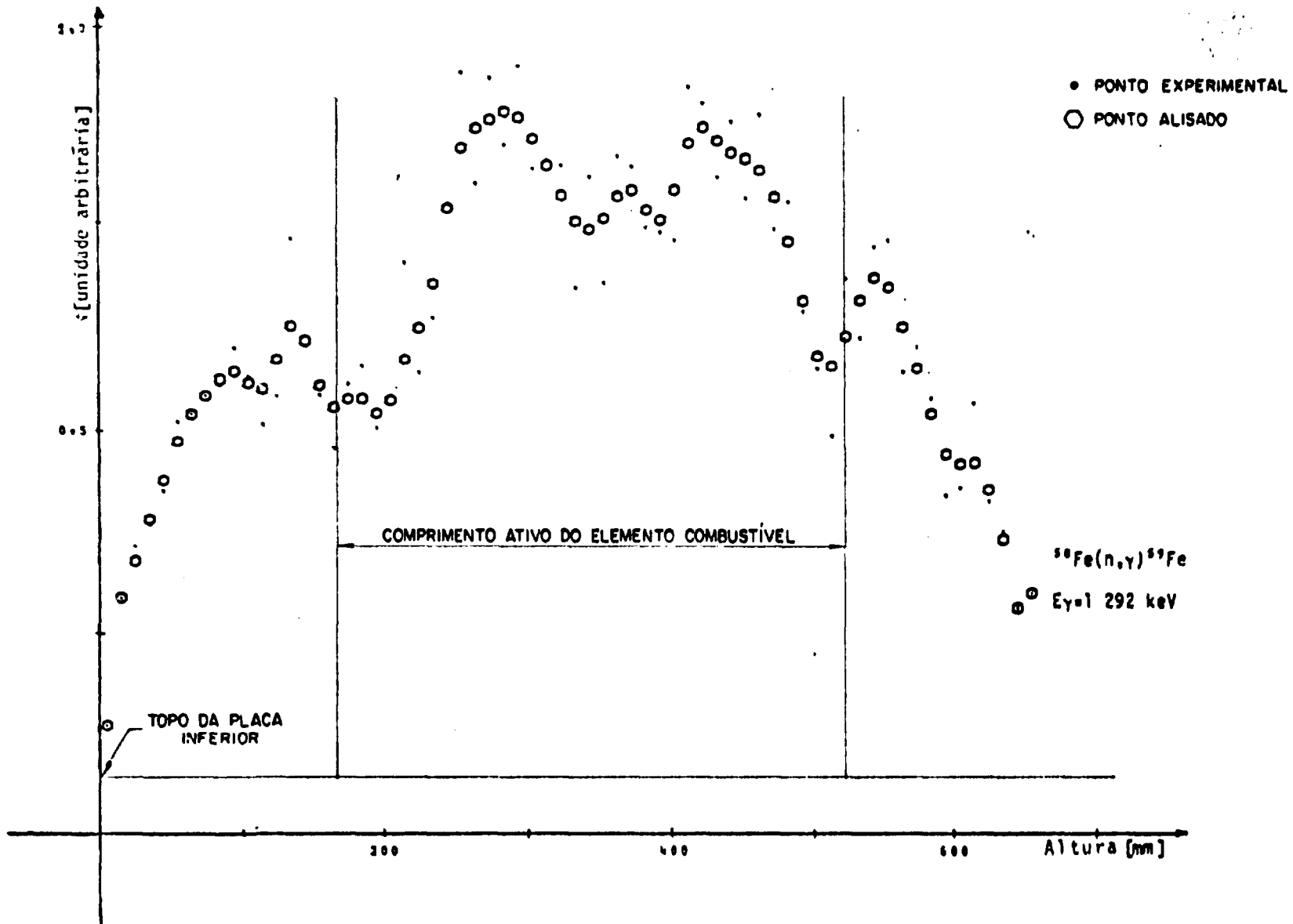


FIGURA IV.1.c-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 08

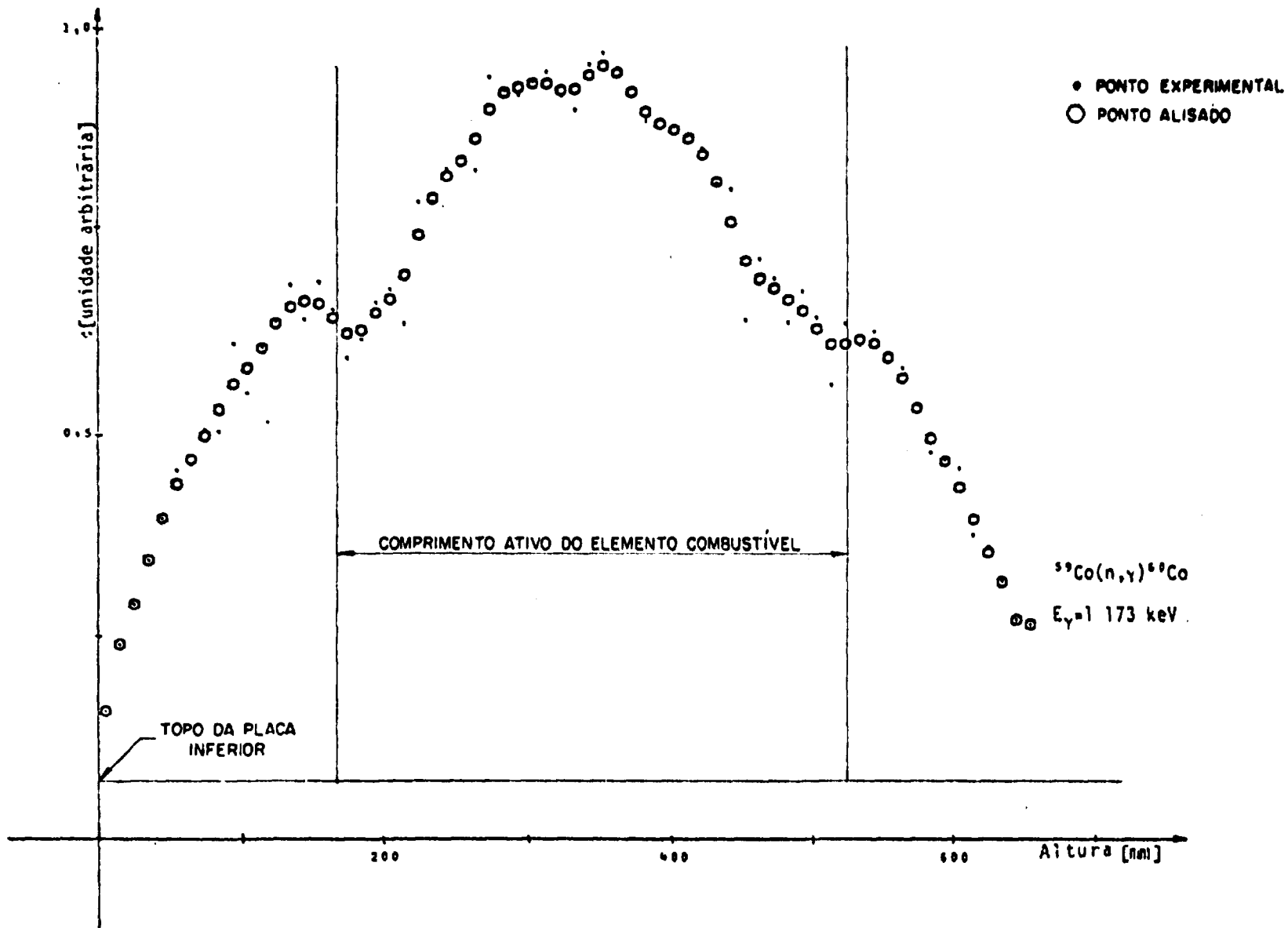


FIGURA IV.1.d-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NEUTRONS TERMICOS - POSIÇÃO 08

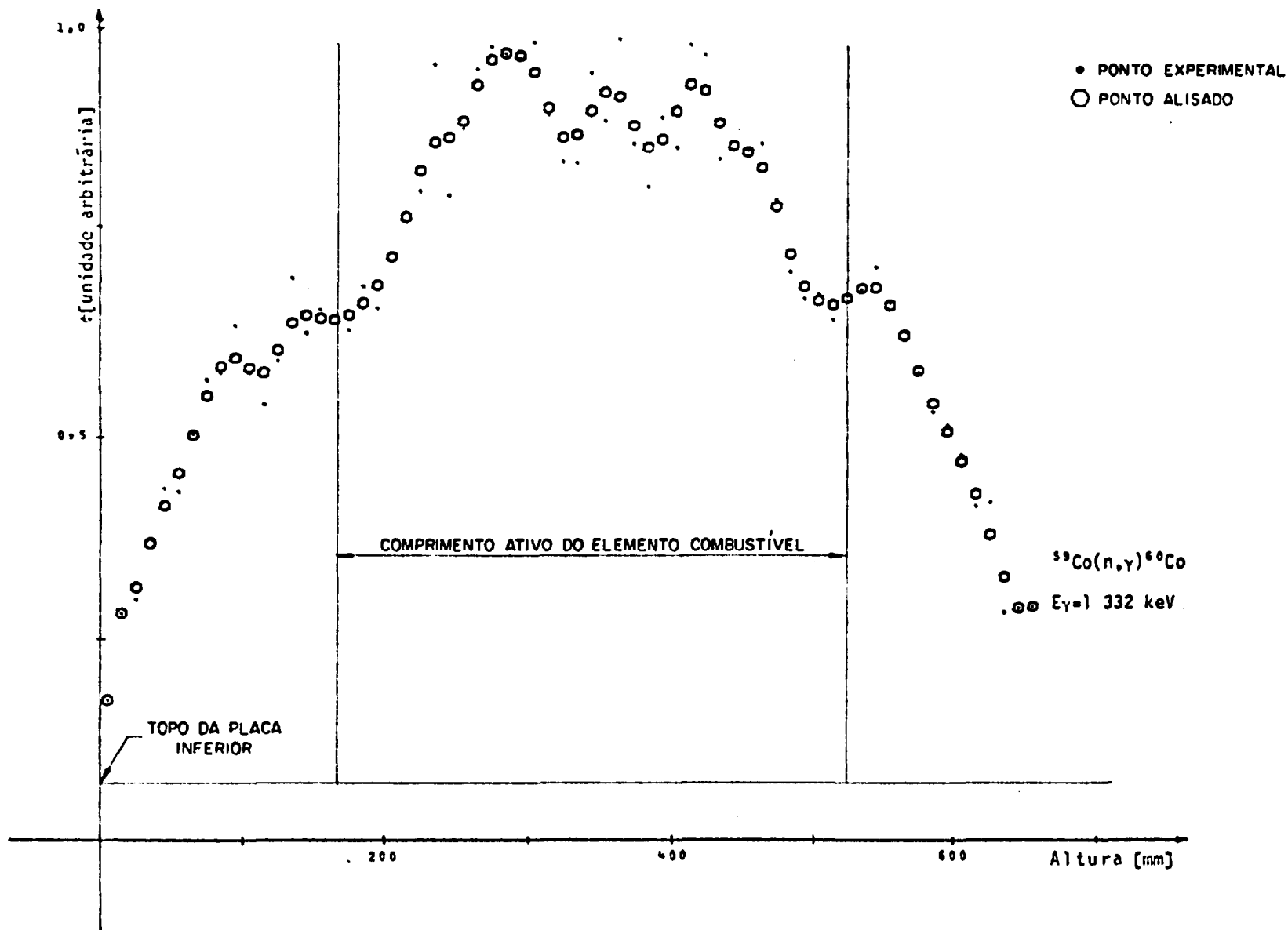


FIGURA IV.1.e-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 08

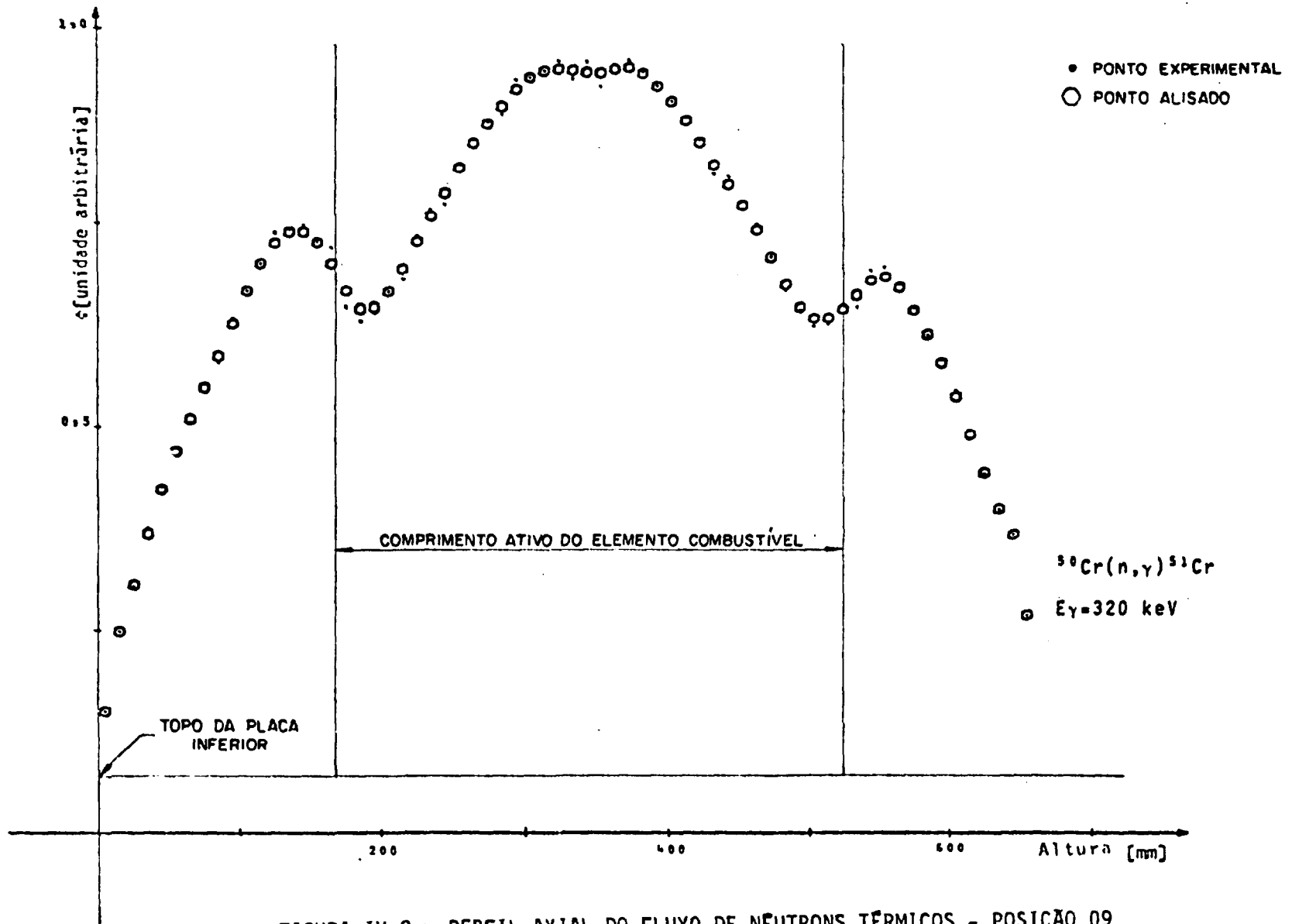


FIGURA IV.2.a - PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NEUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 09

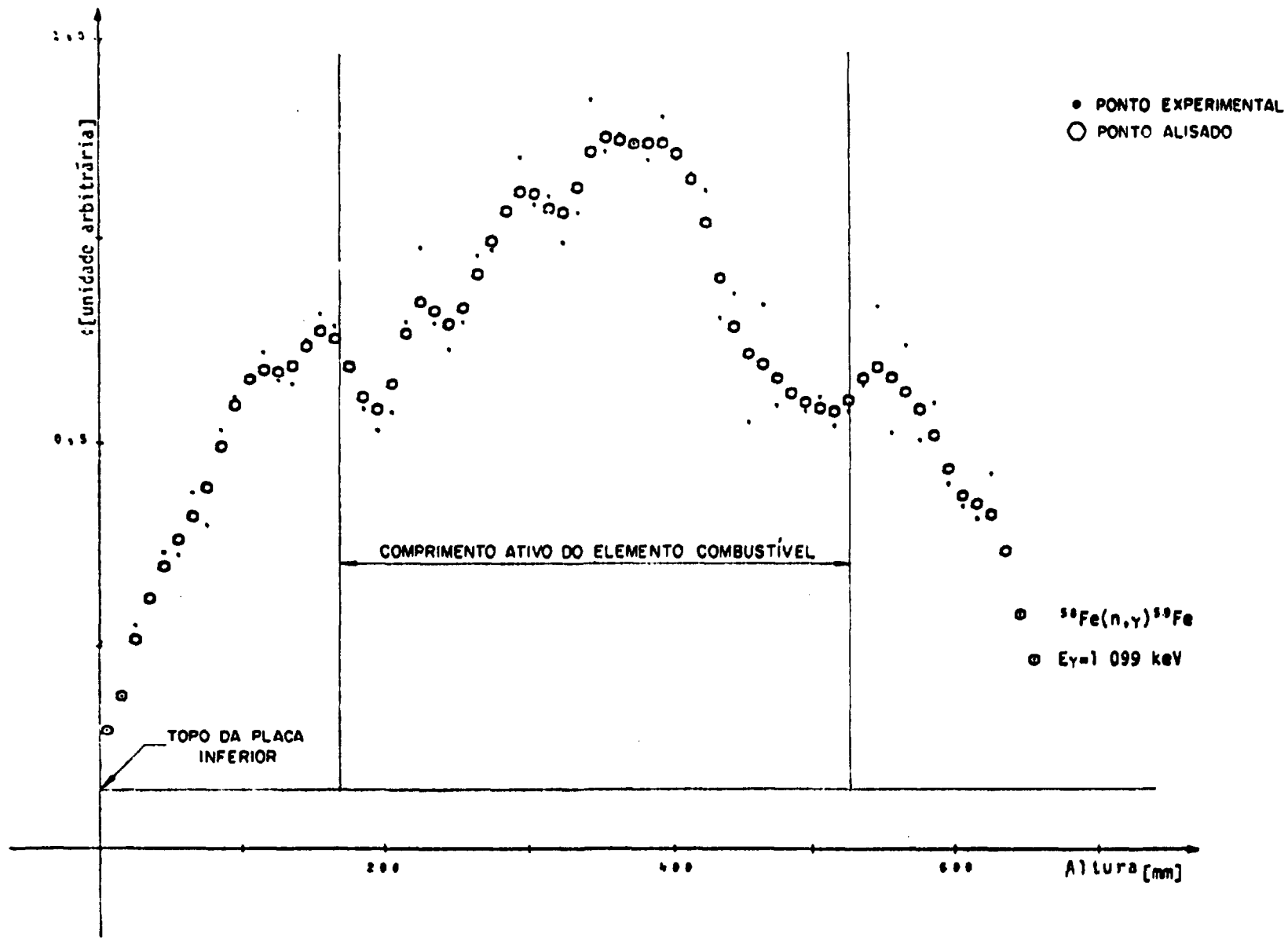


FIGURA IV.2.b-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NEUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 09

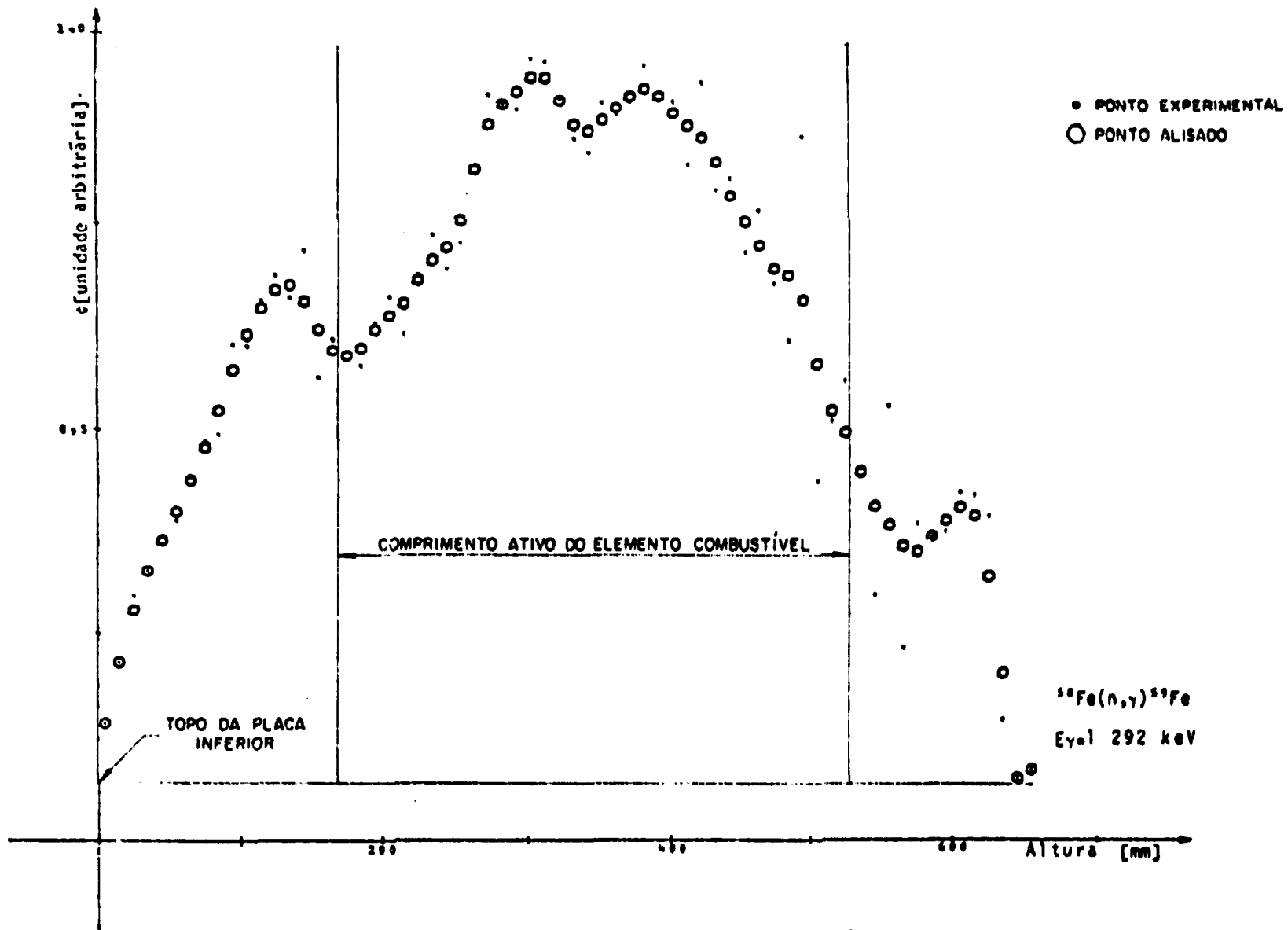


FIGURA IV.2.c-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 09

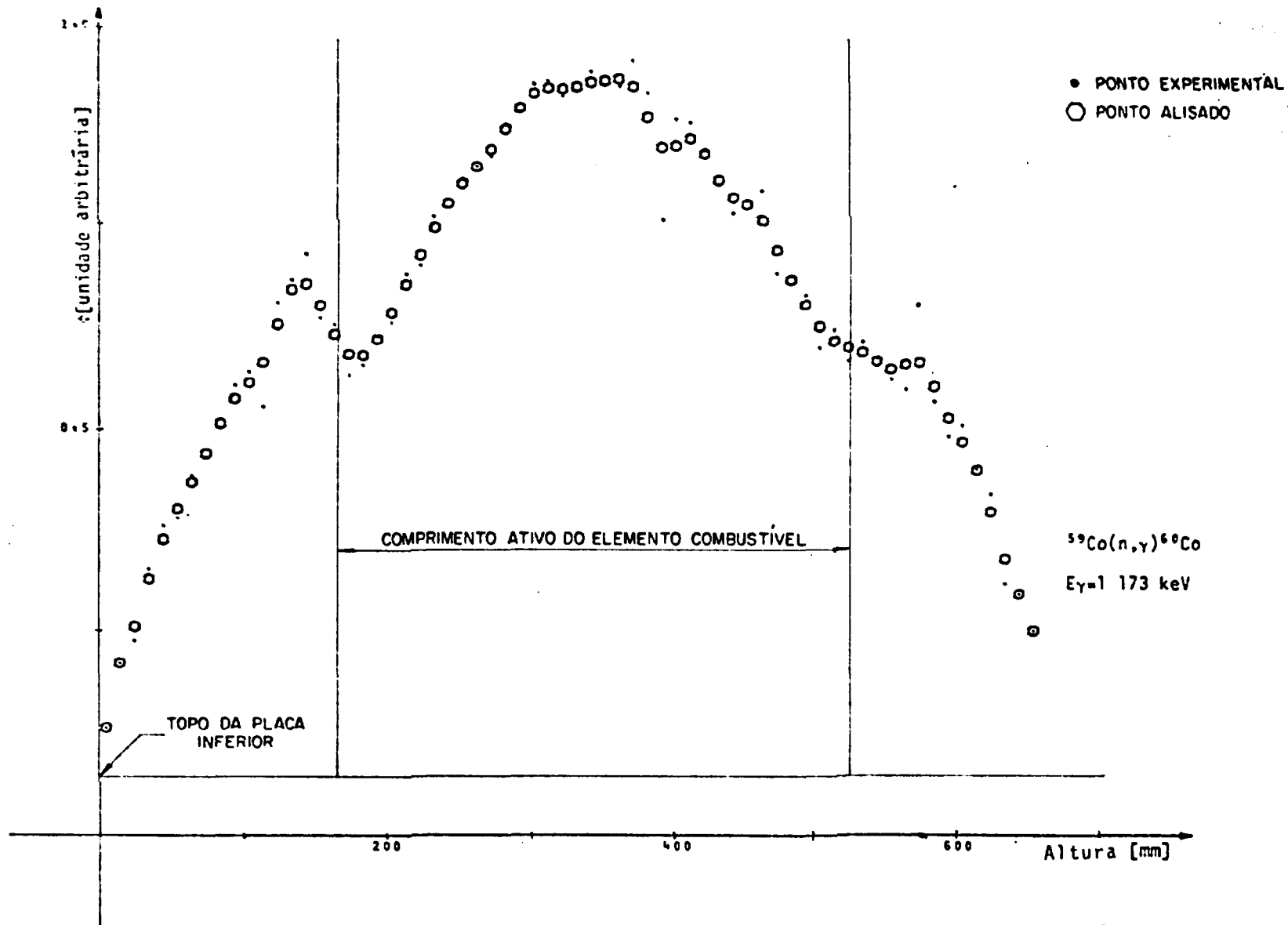


FIGURA IV.2.d-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 09

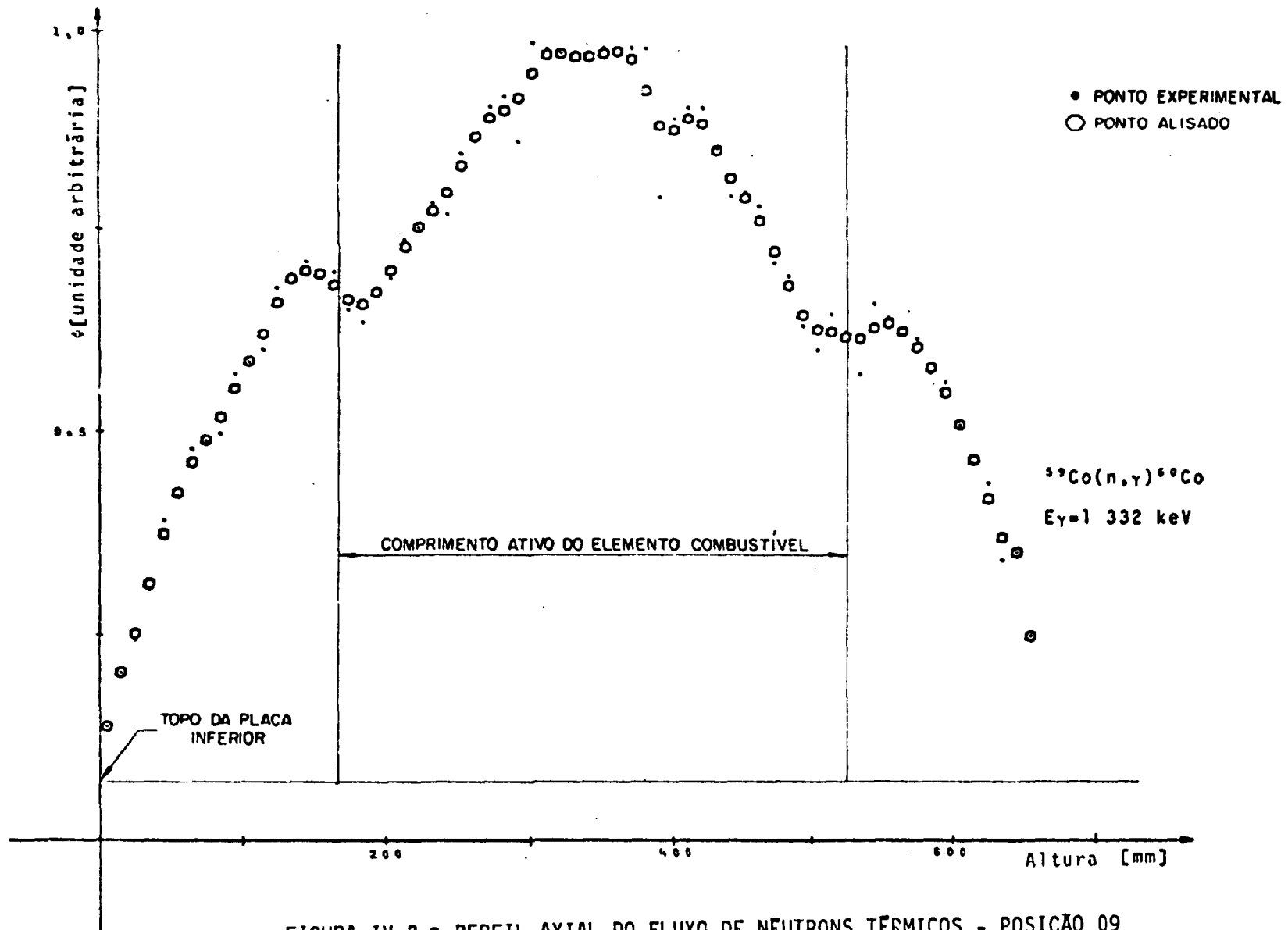


FIGURA IV.2.e-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NEUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 09

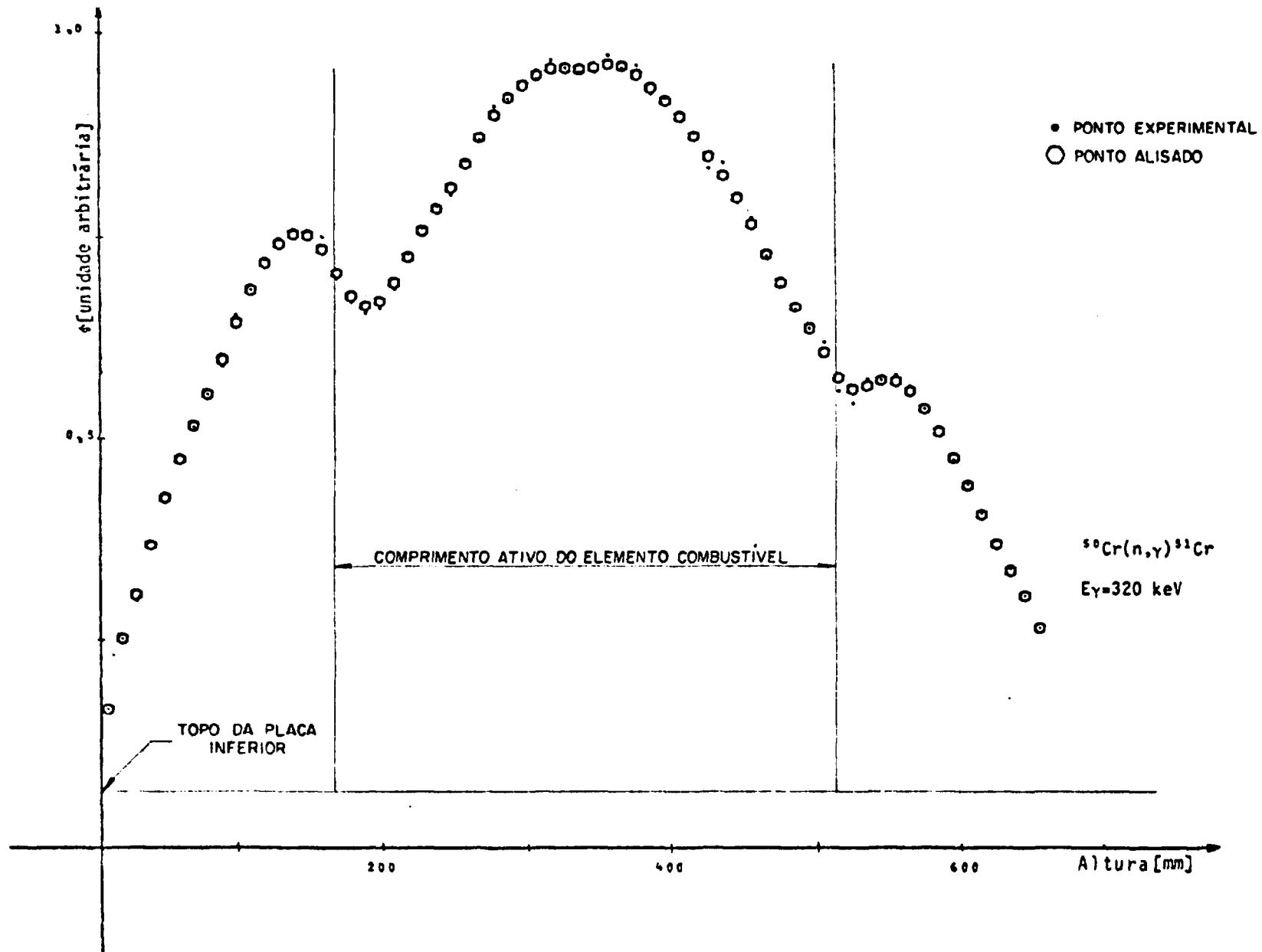


FIGURA IV.3.a-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NEUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 10

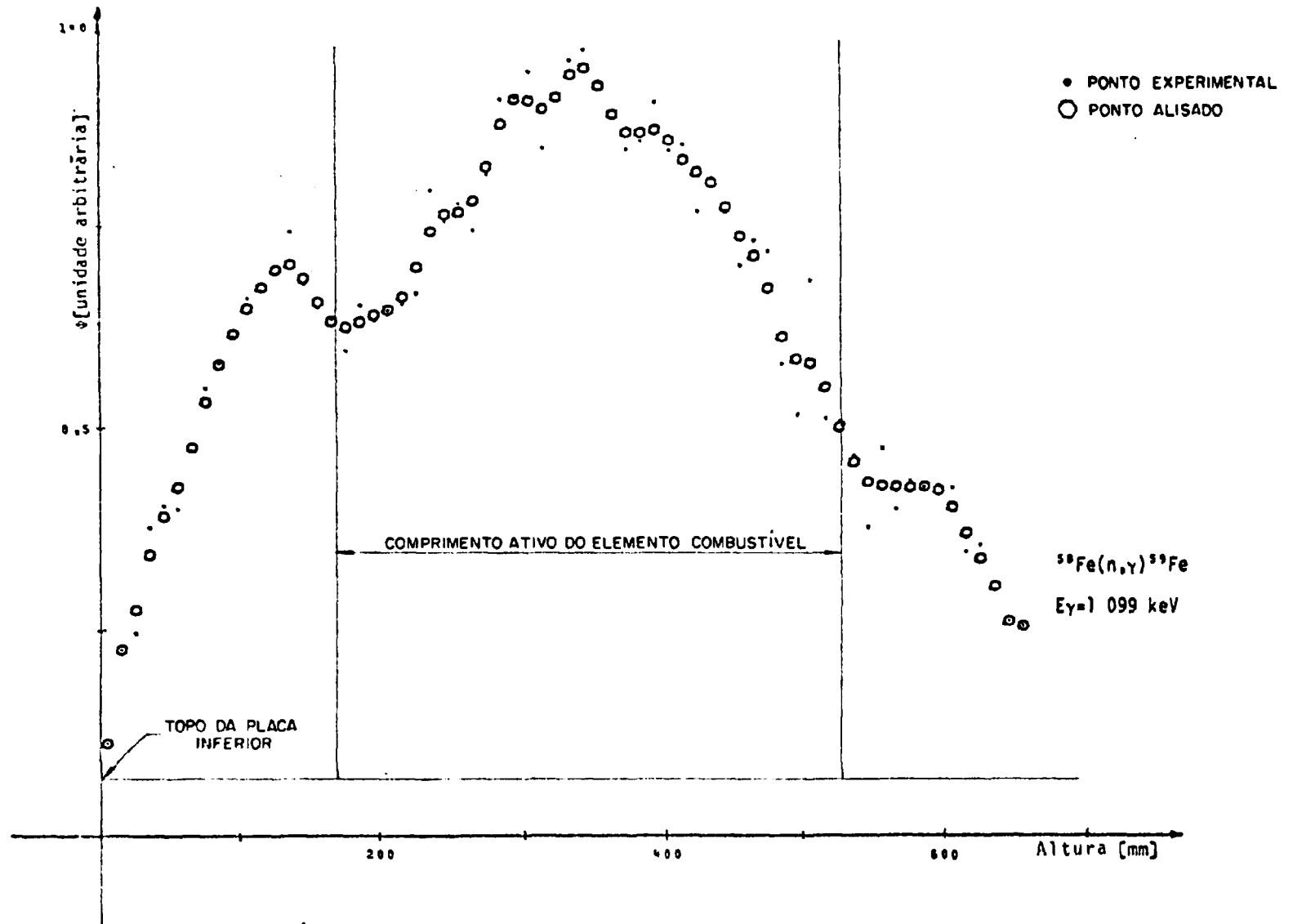
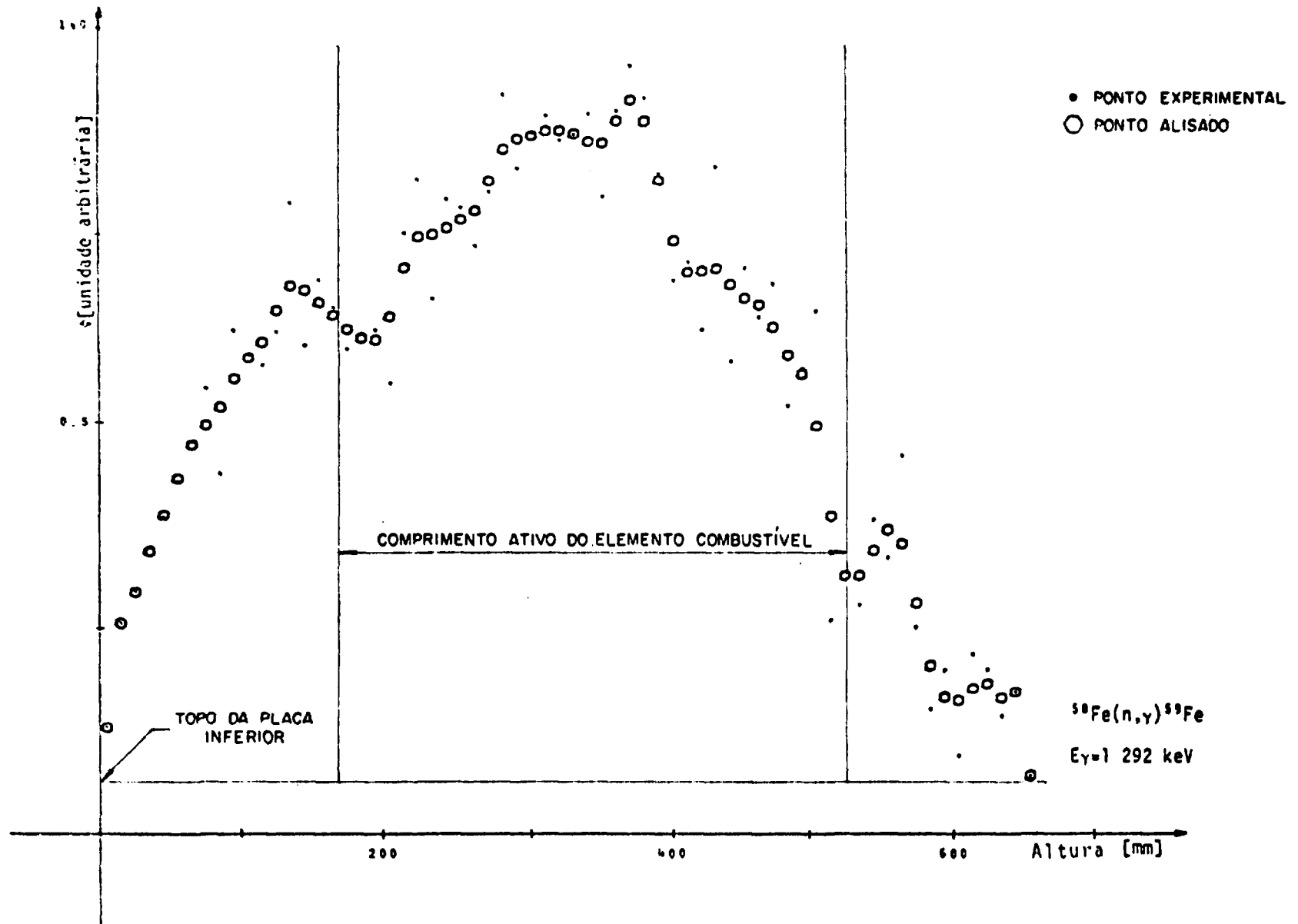


FIGURA IV.3.b-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 10



.FIGURA IV.3.c-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 10

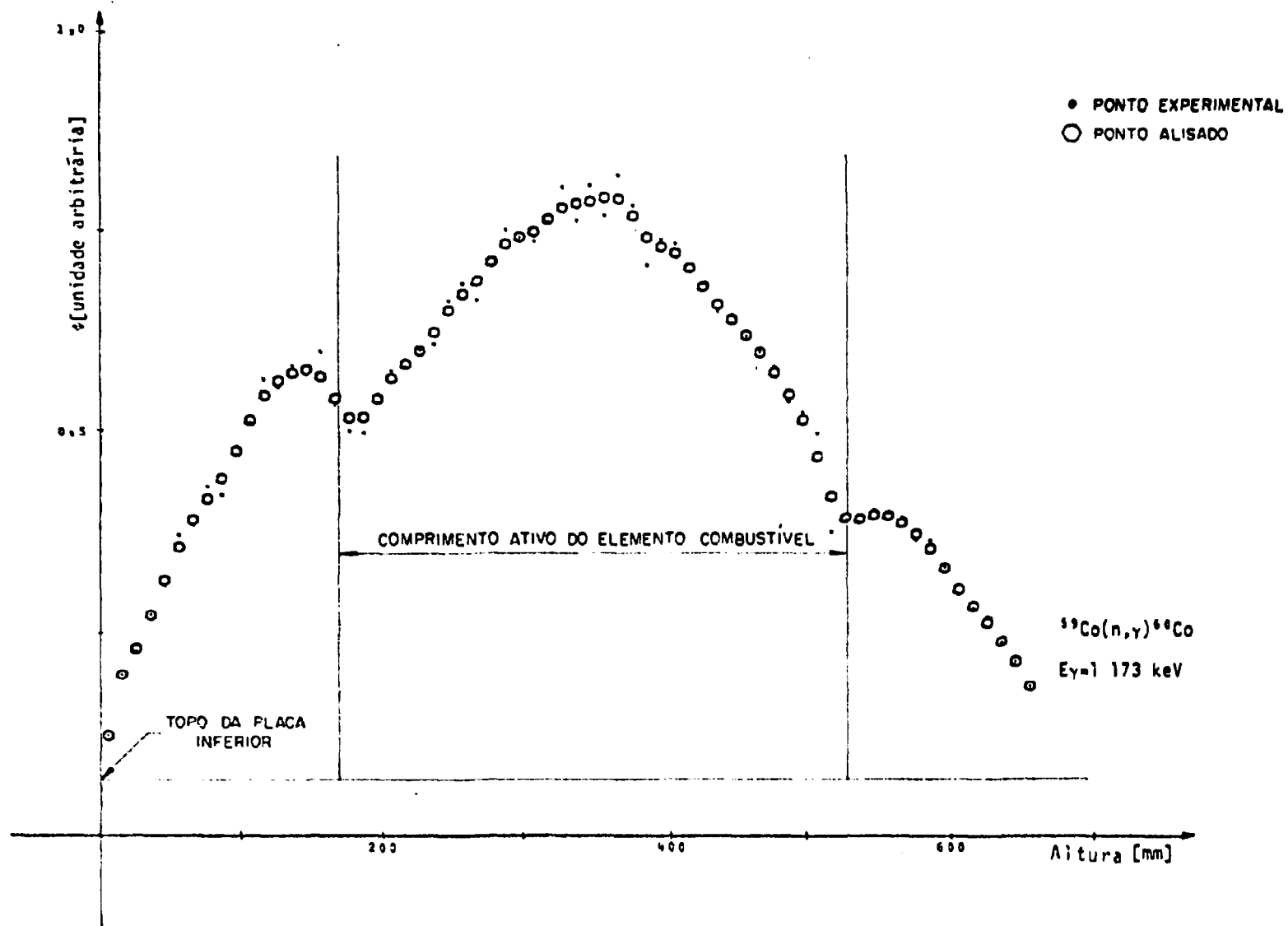


FIGURA IV.3.d-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 10

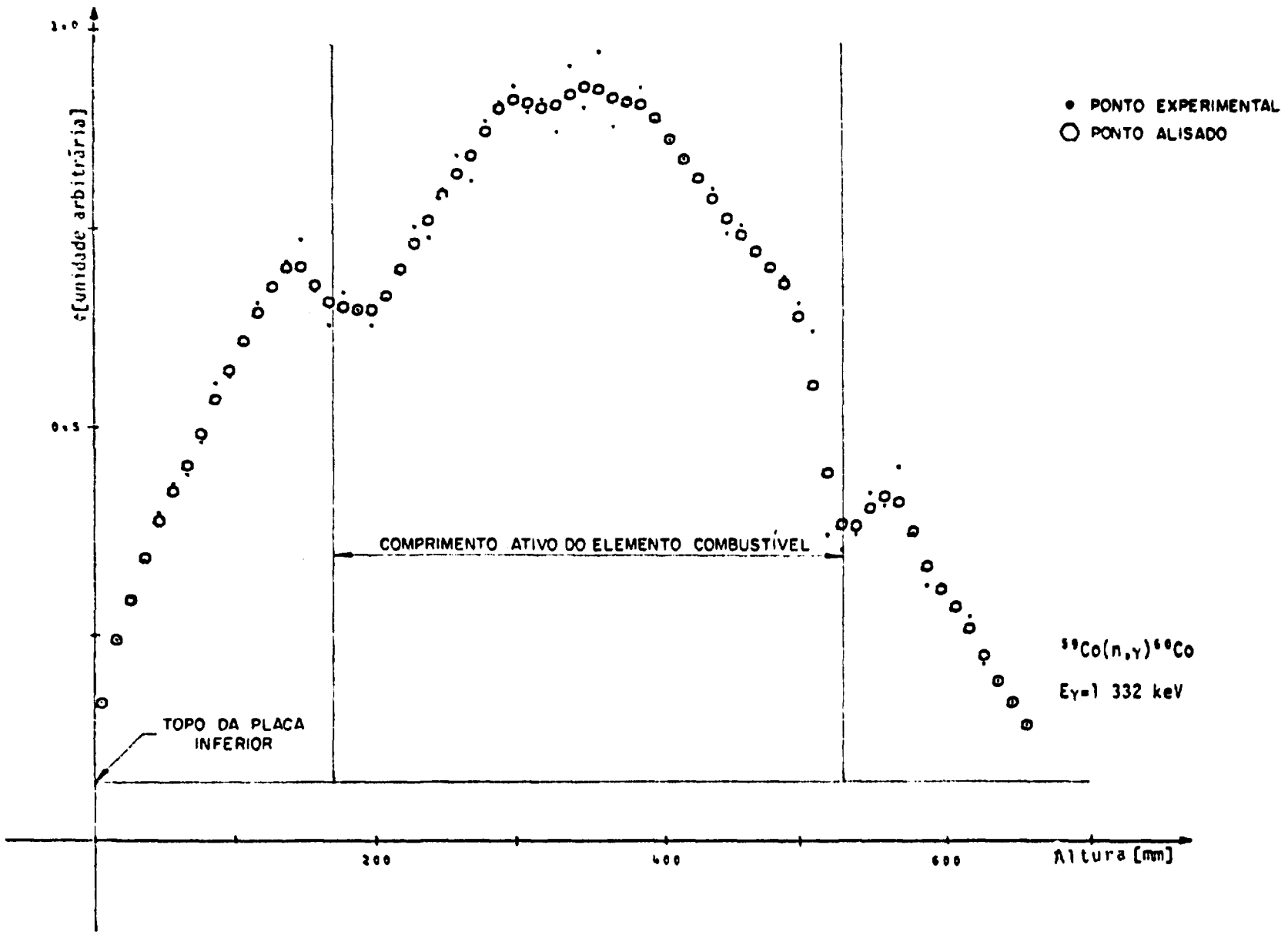


FIGURA IV.3.e-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 10

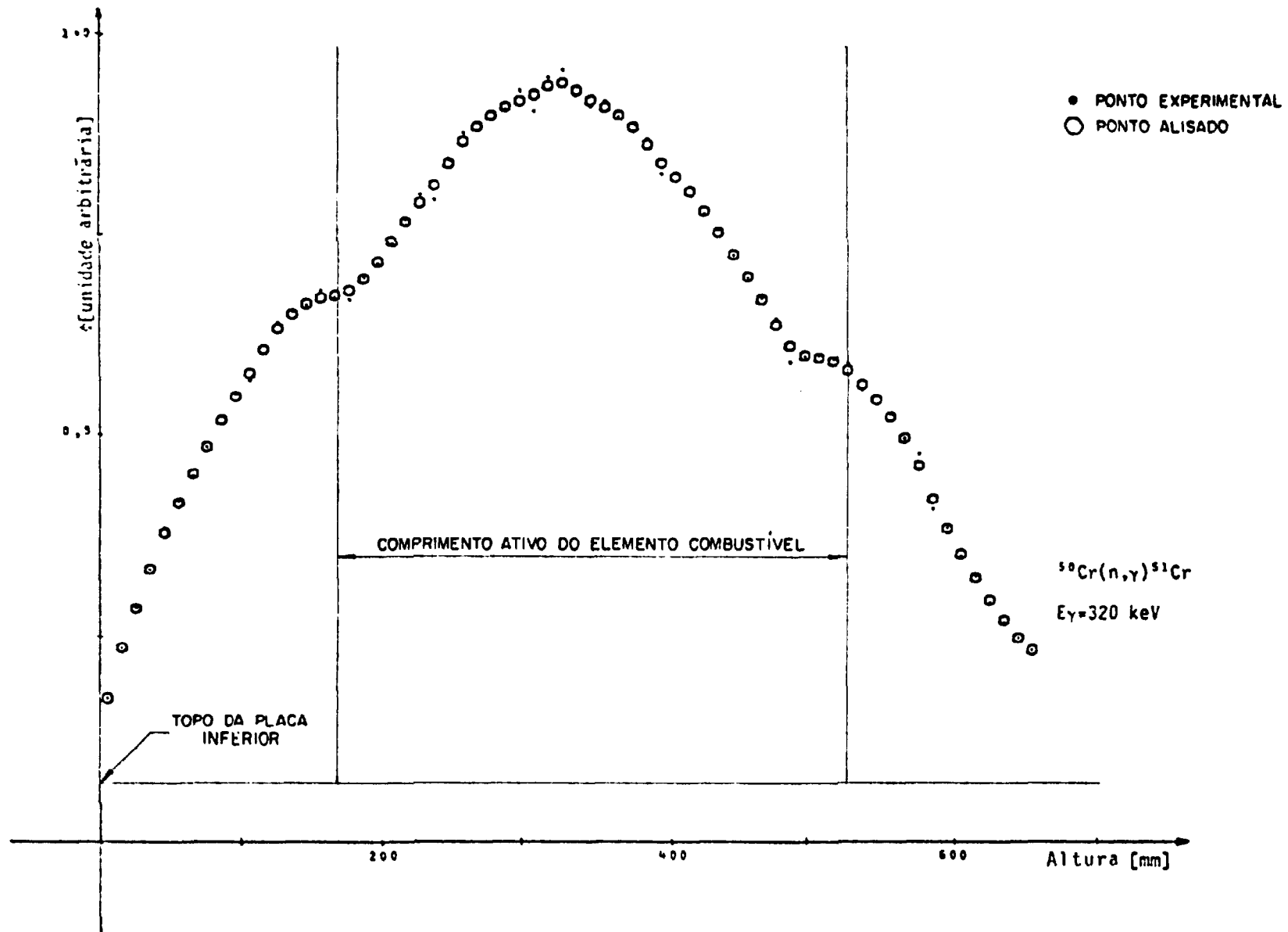


FIGURA IV.4.a-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NEUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 11

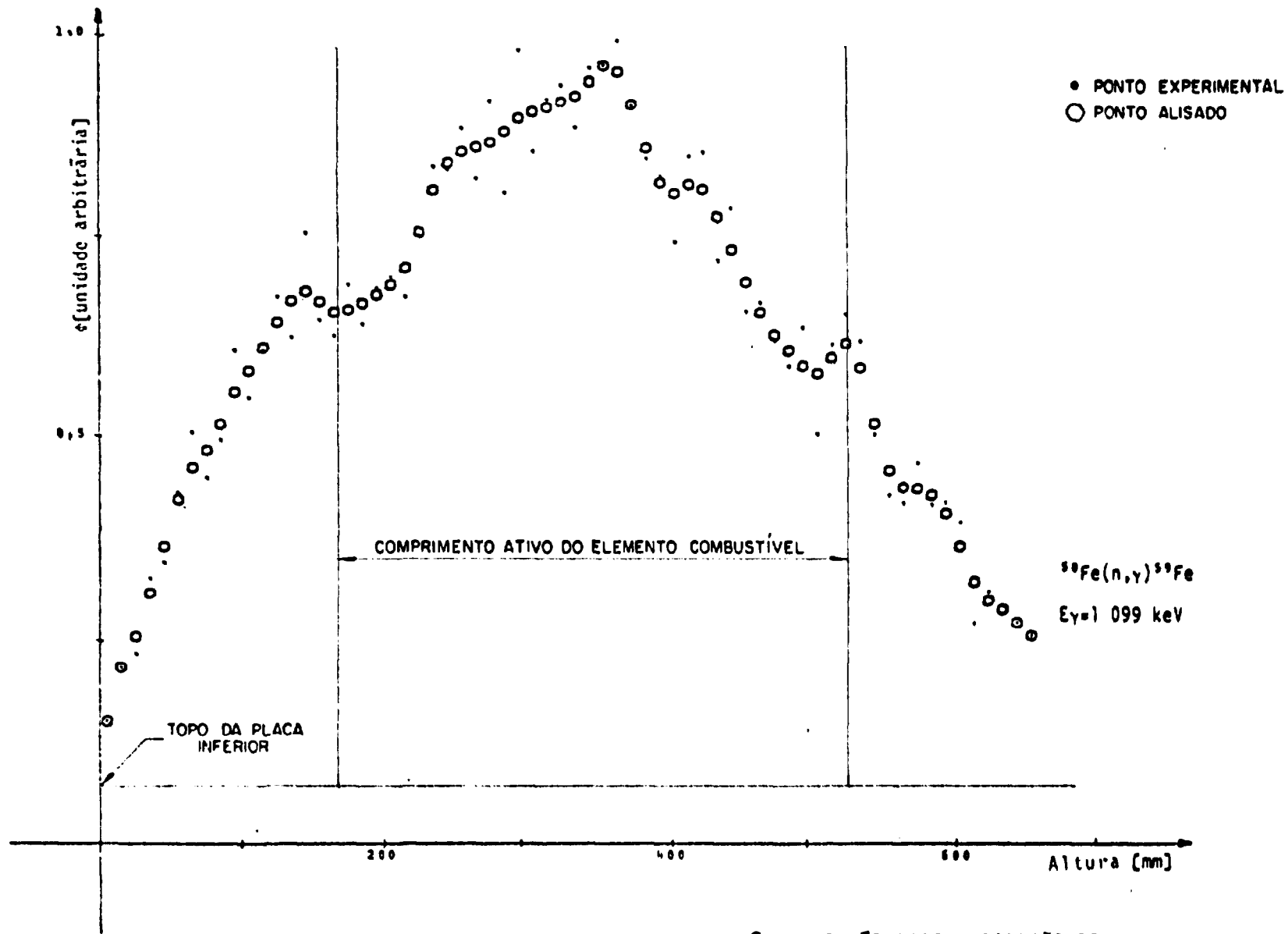


FIGURA IV.4.b-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 11

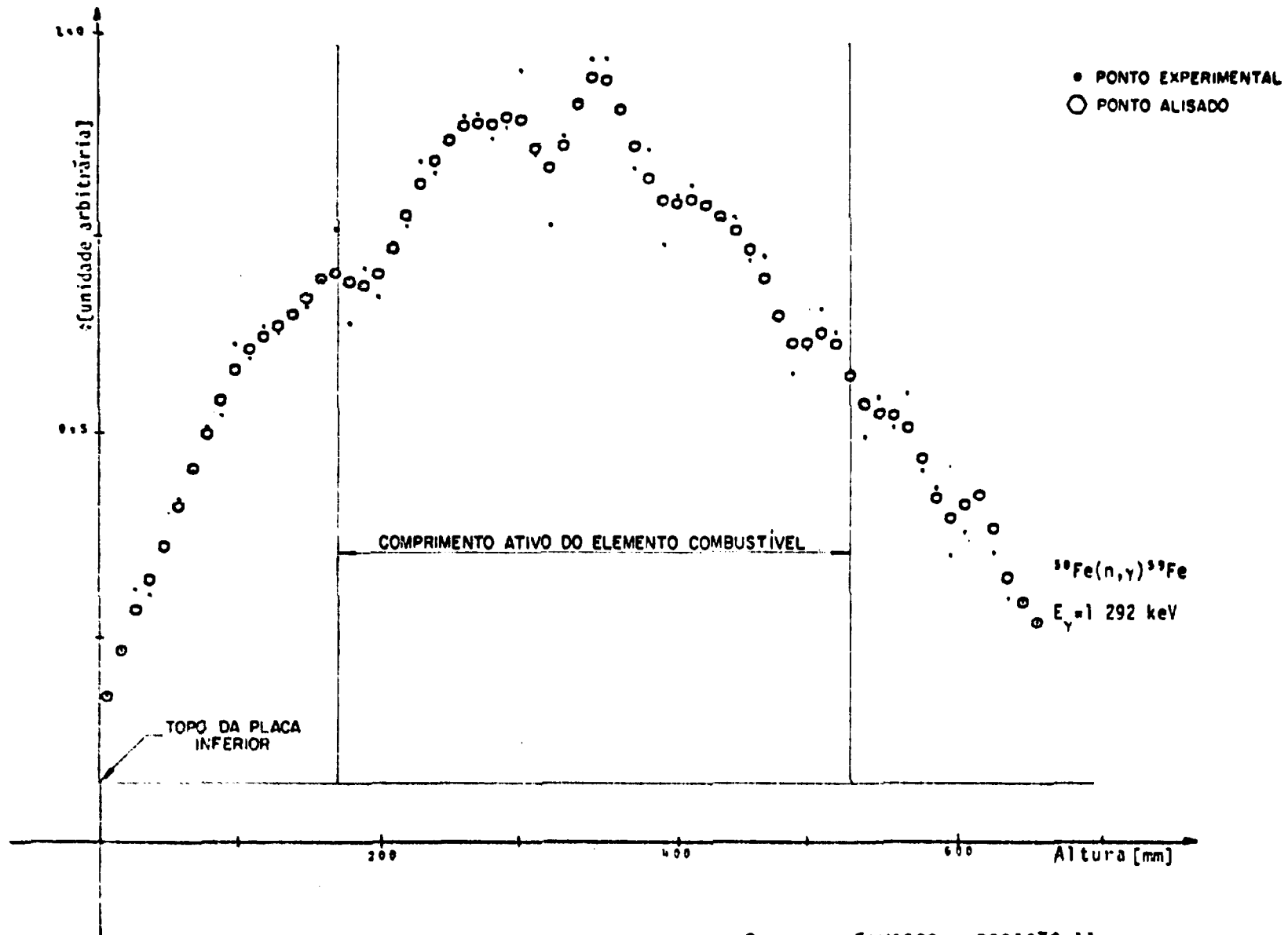


FIGURA IV.4.c-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 11

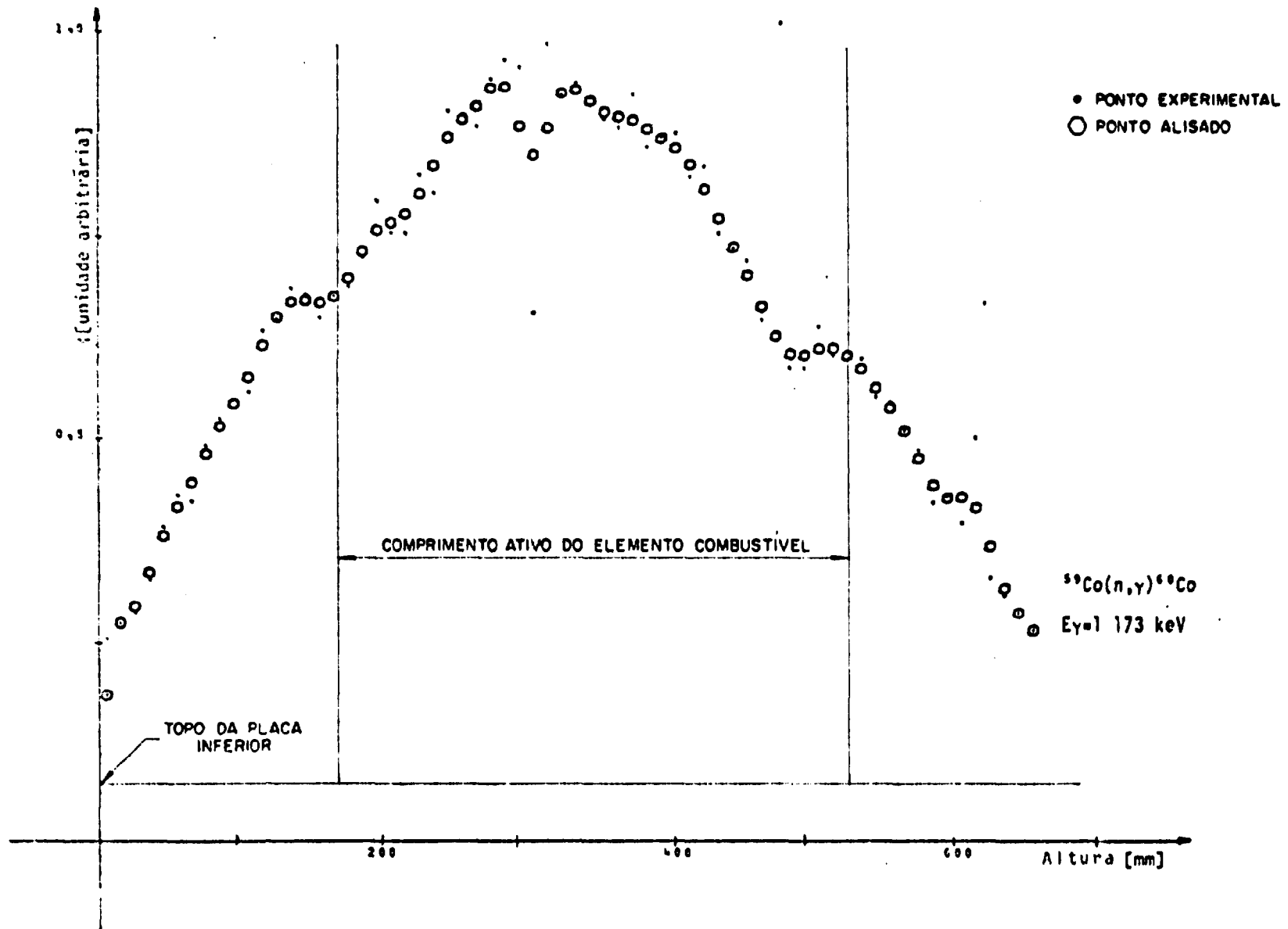


FIGURA IV.4.d-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 11

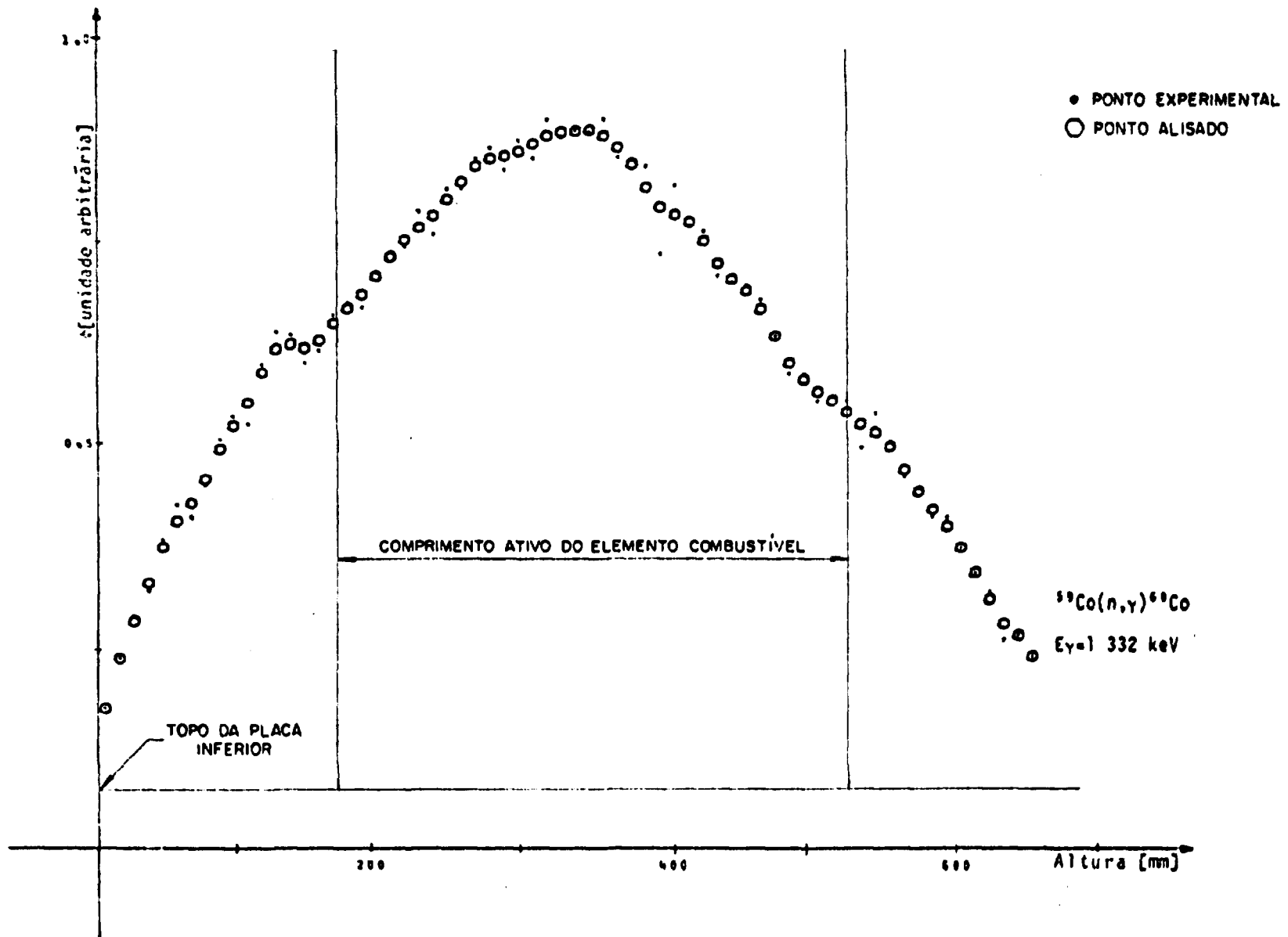


FIGURA IV.4.e-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NEUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 11

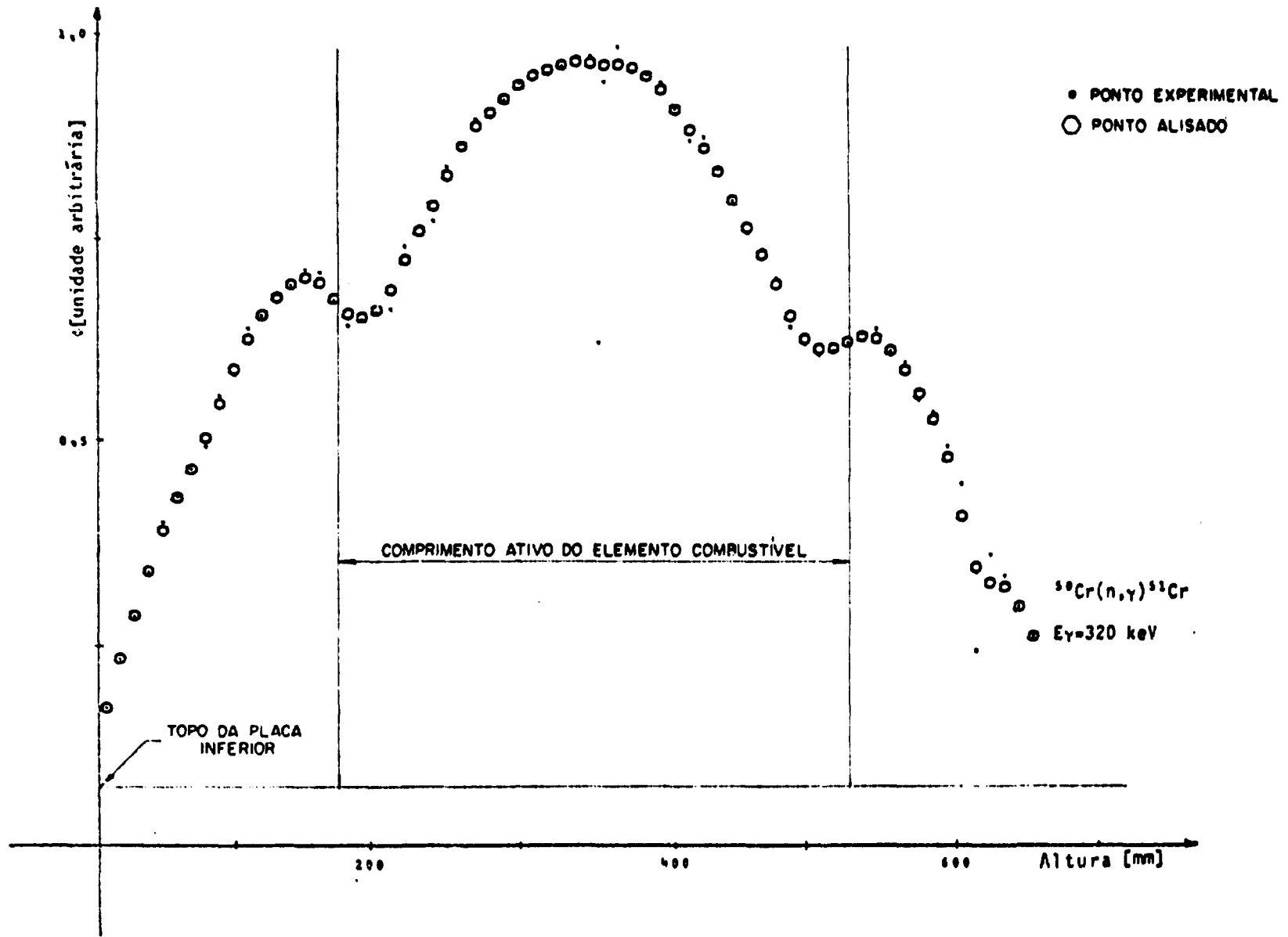


FIGURA IV.5.a-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 14

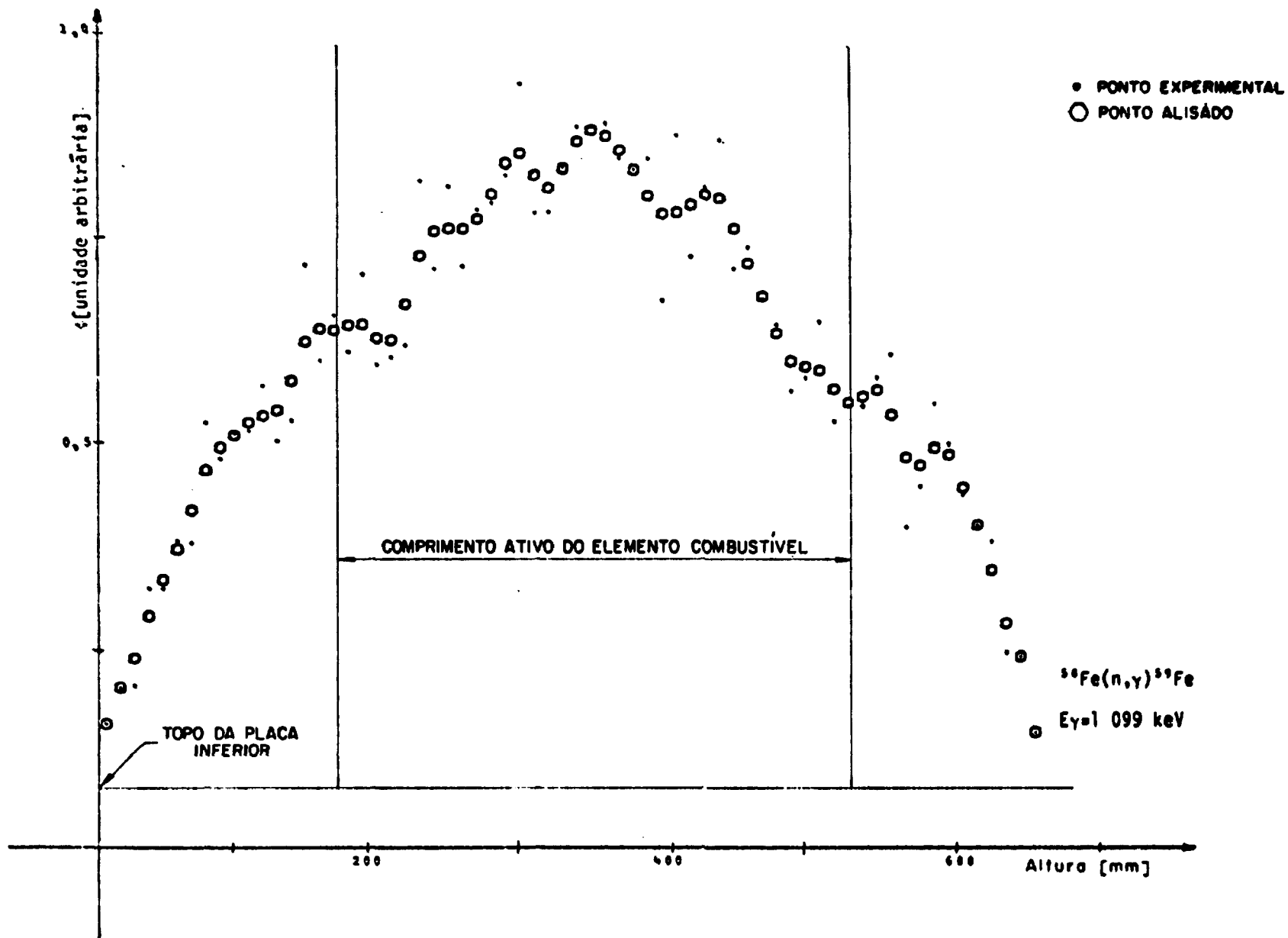


FIGURA IV.5.b-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 14

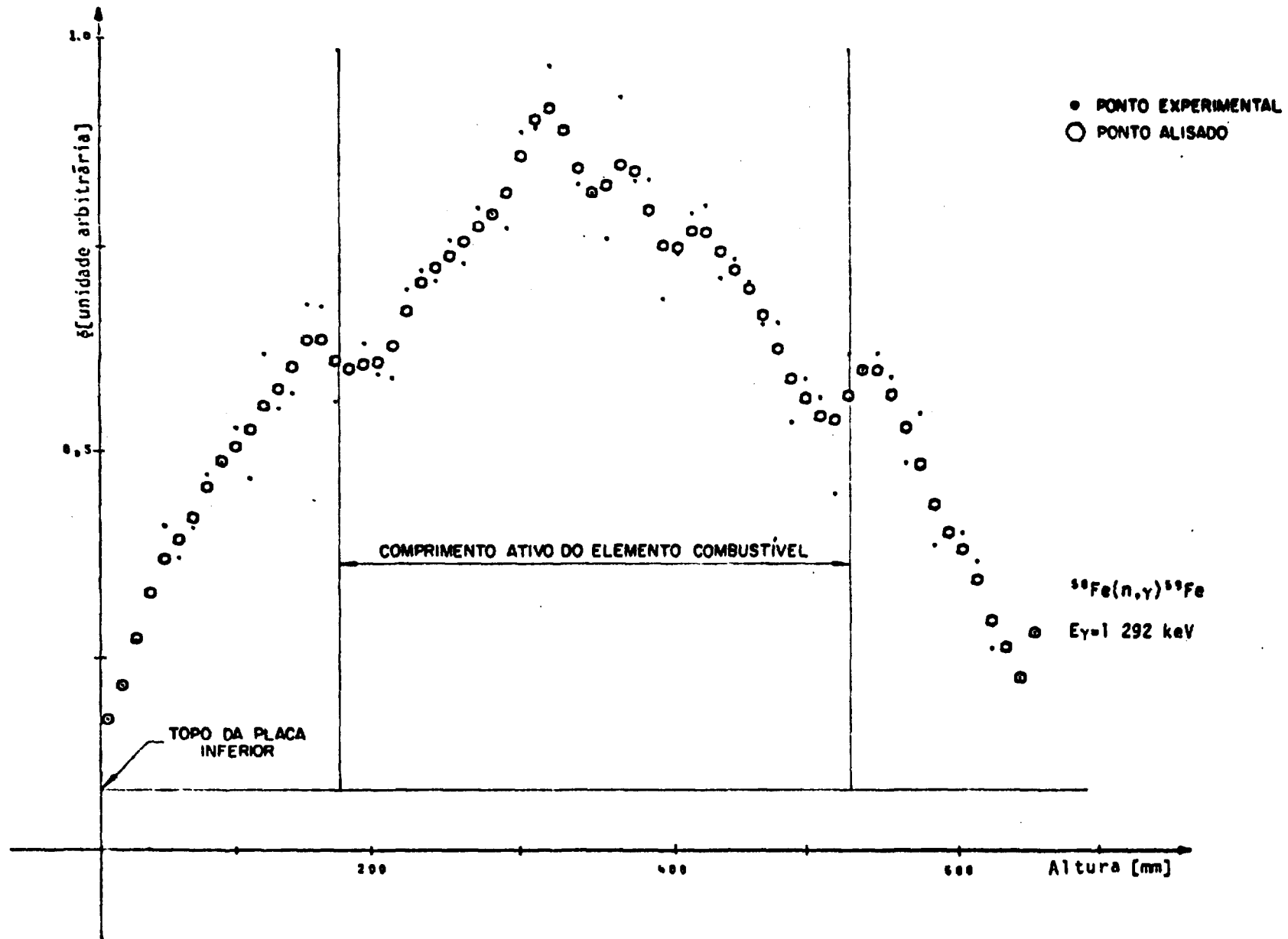


FIGURA IV.5.c-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 14

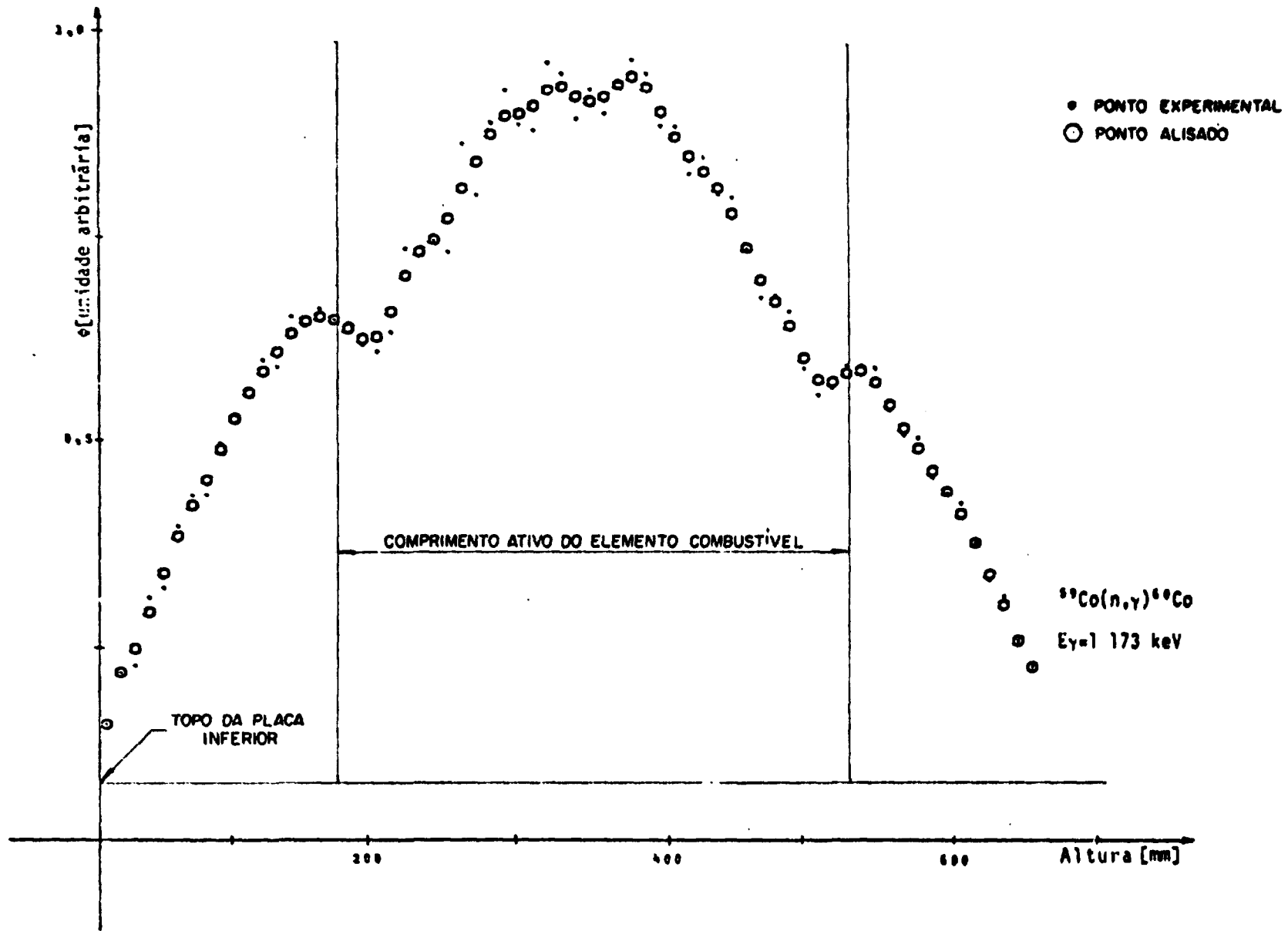


FIGURA IV.5.d-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 14

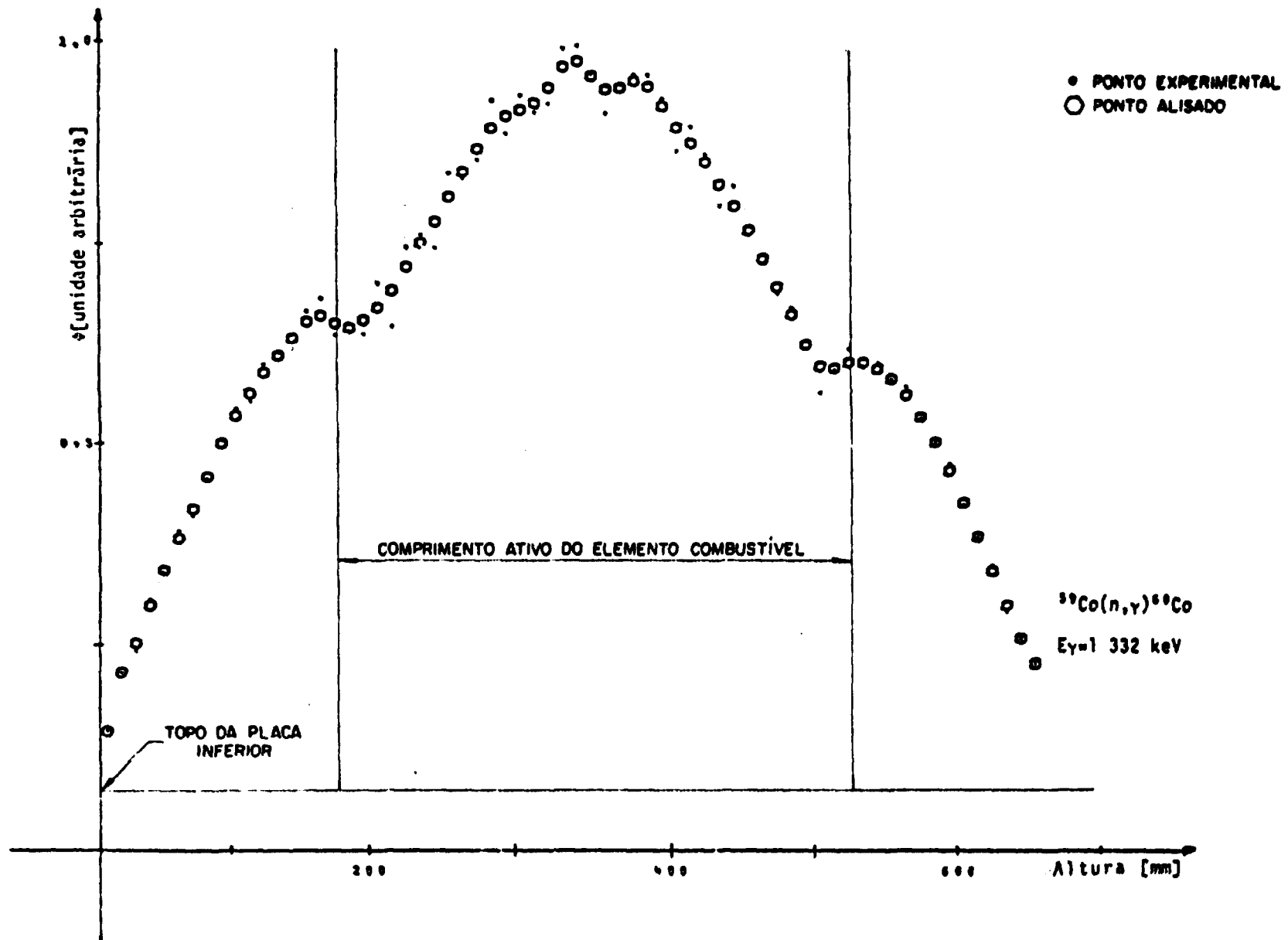


FIGURA IV.5.e-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 14

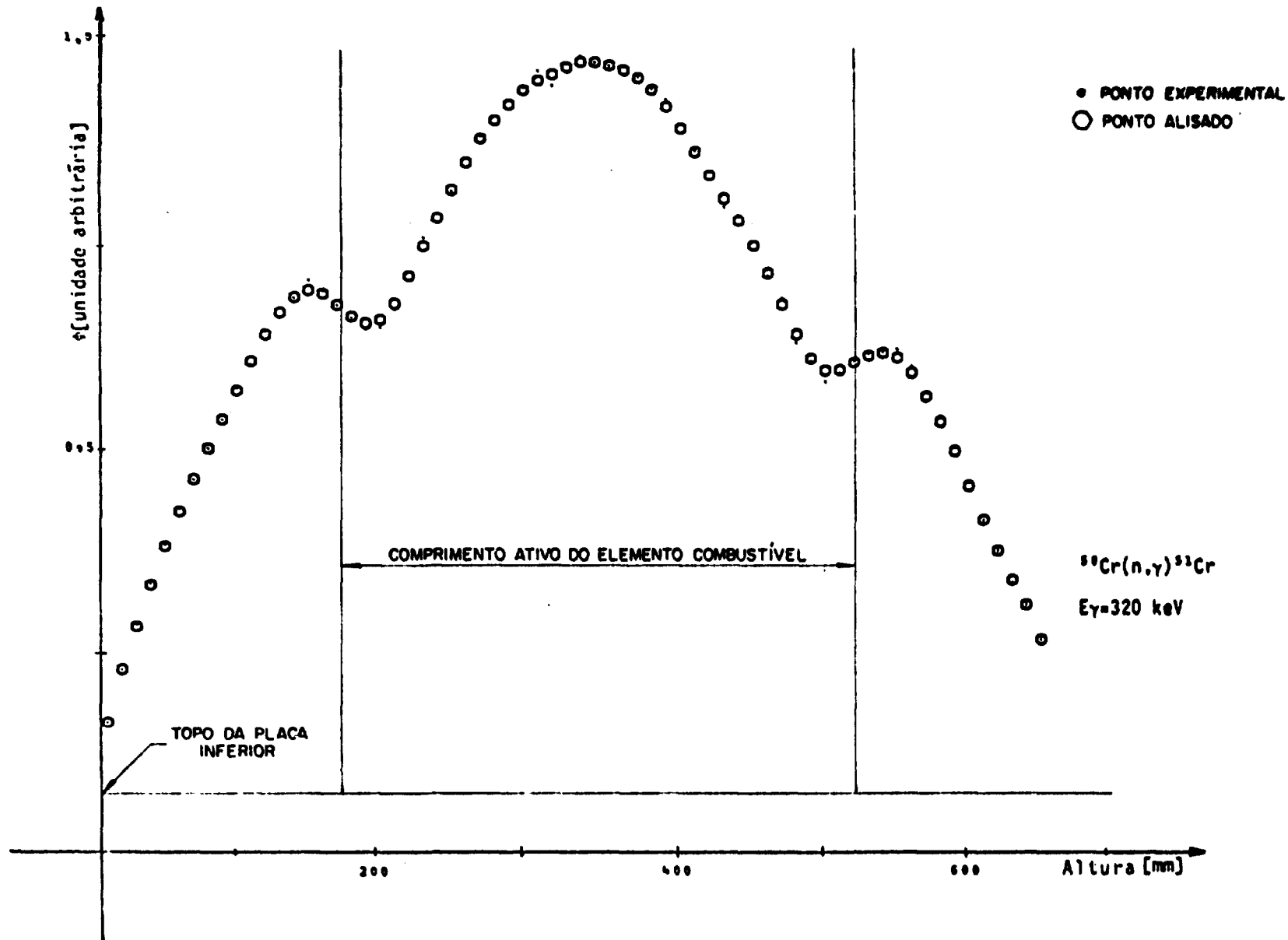


FIGURA IV.6.a-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 26

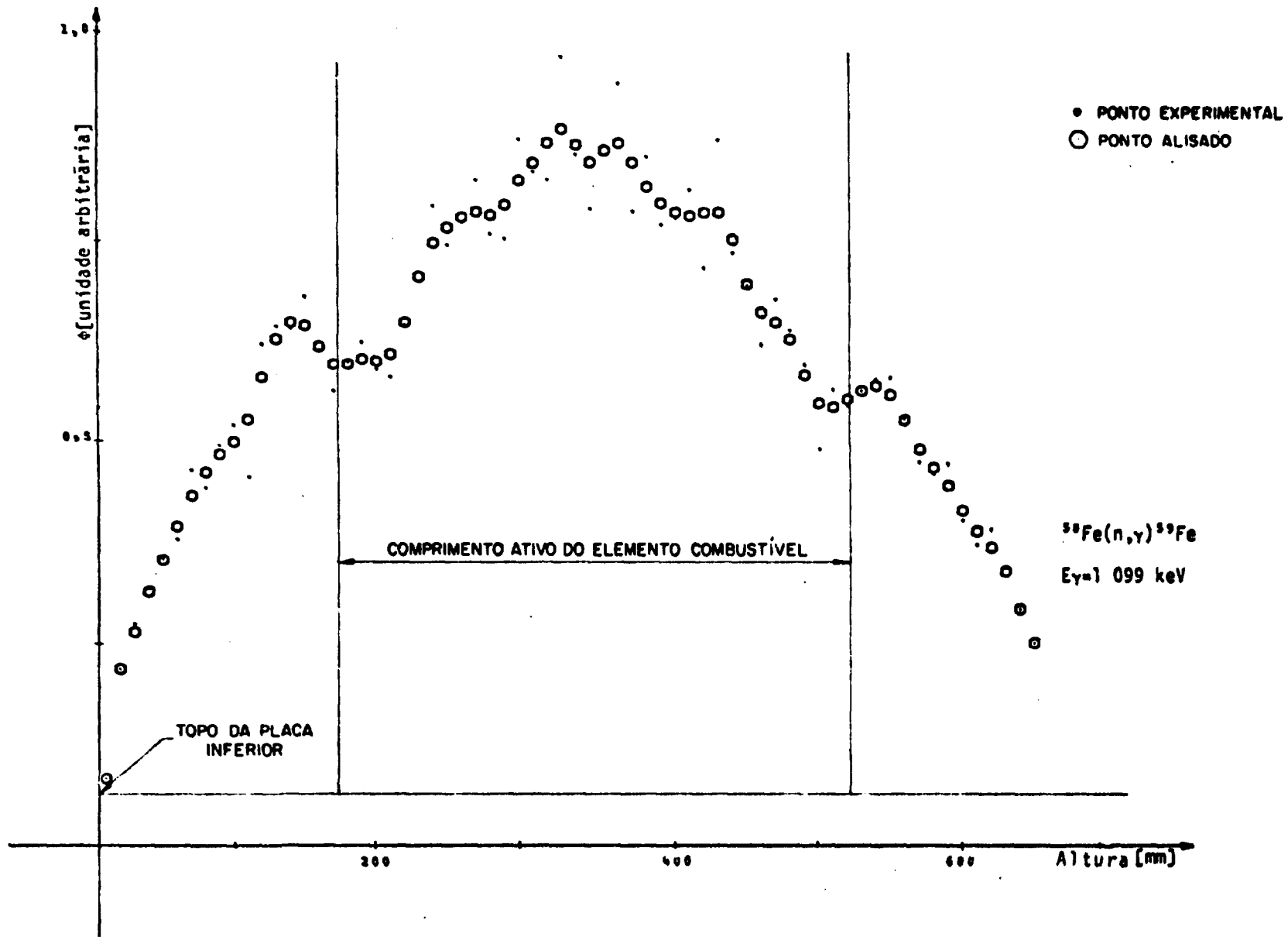


FIGURA IV.6.b-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 26

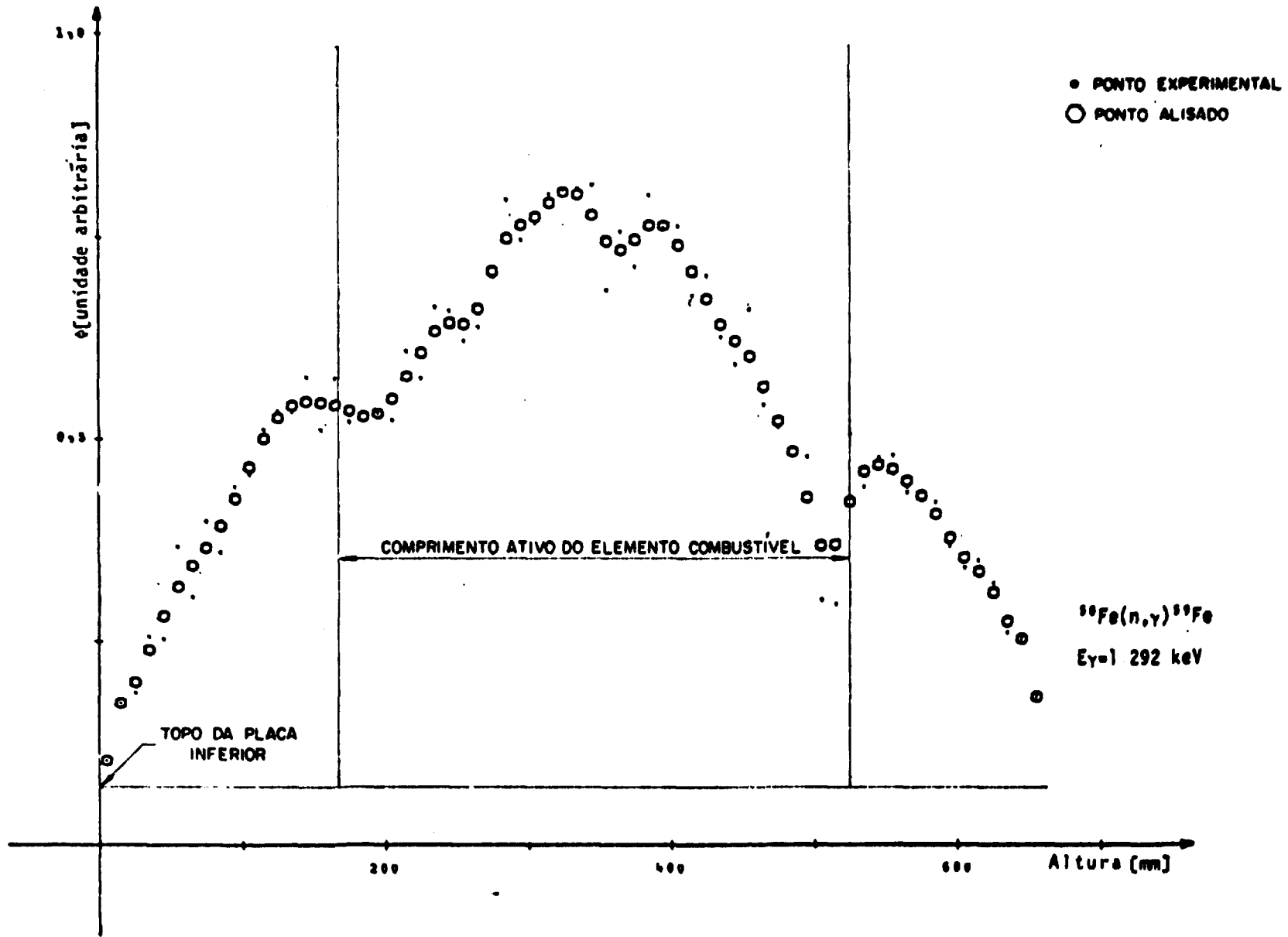


FIGURA IV.6.c-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NEUTRONS TÉRMICOS - POSIÇÃO 26

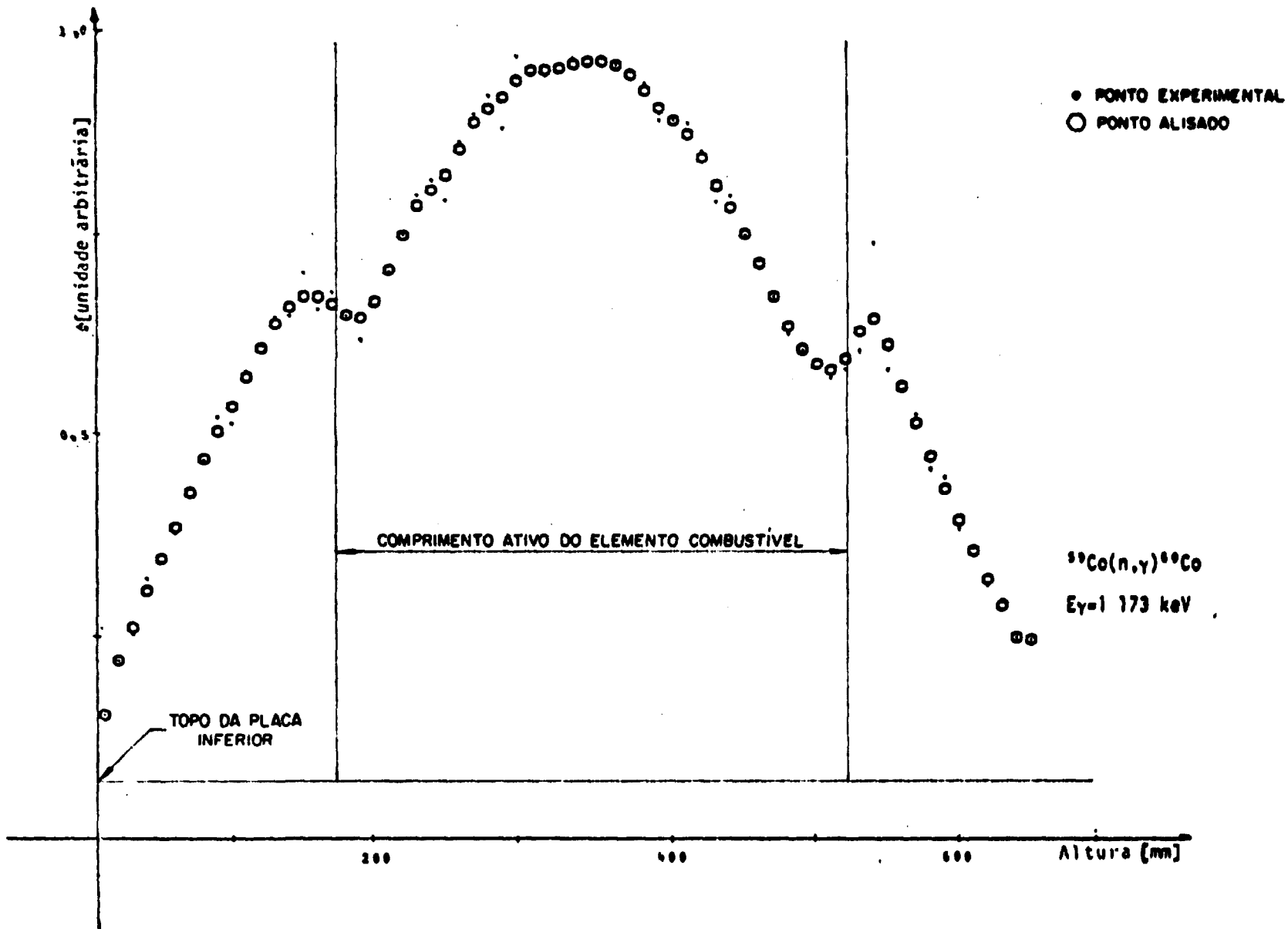


FIGURA IV.6.d-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 26

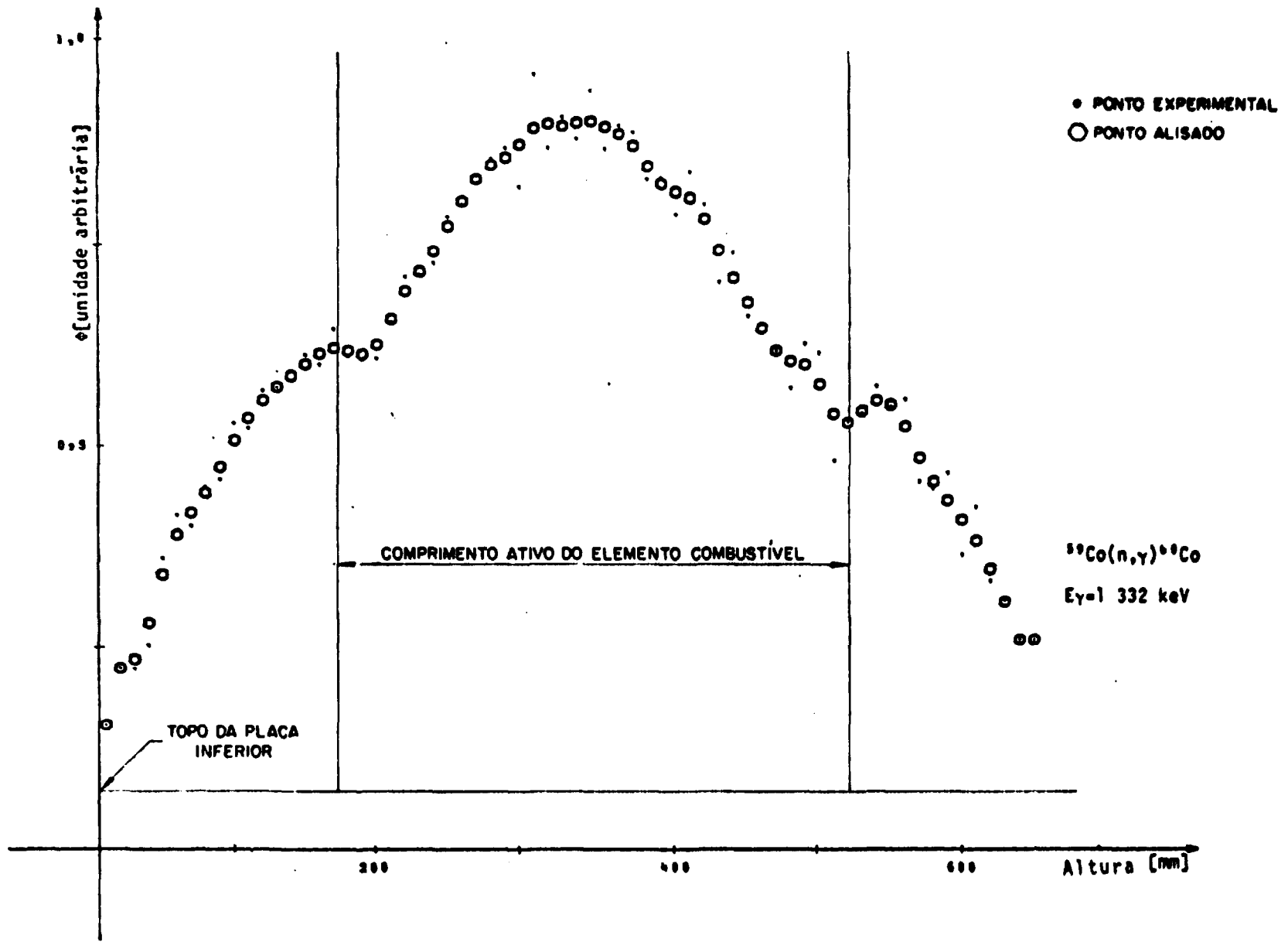
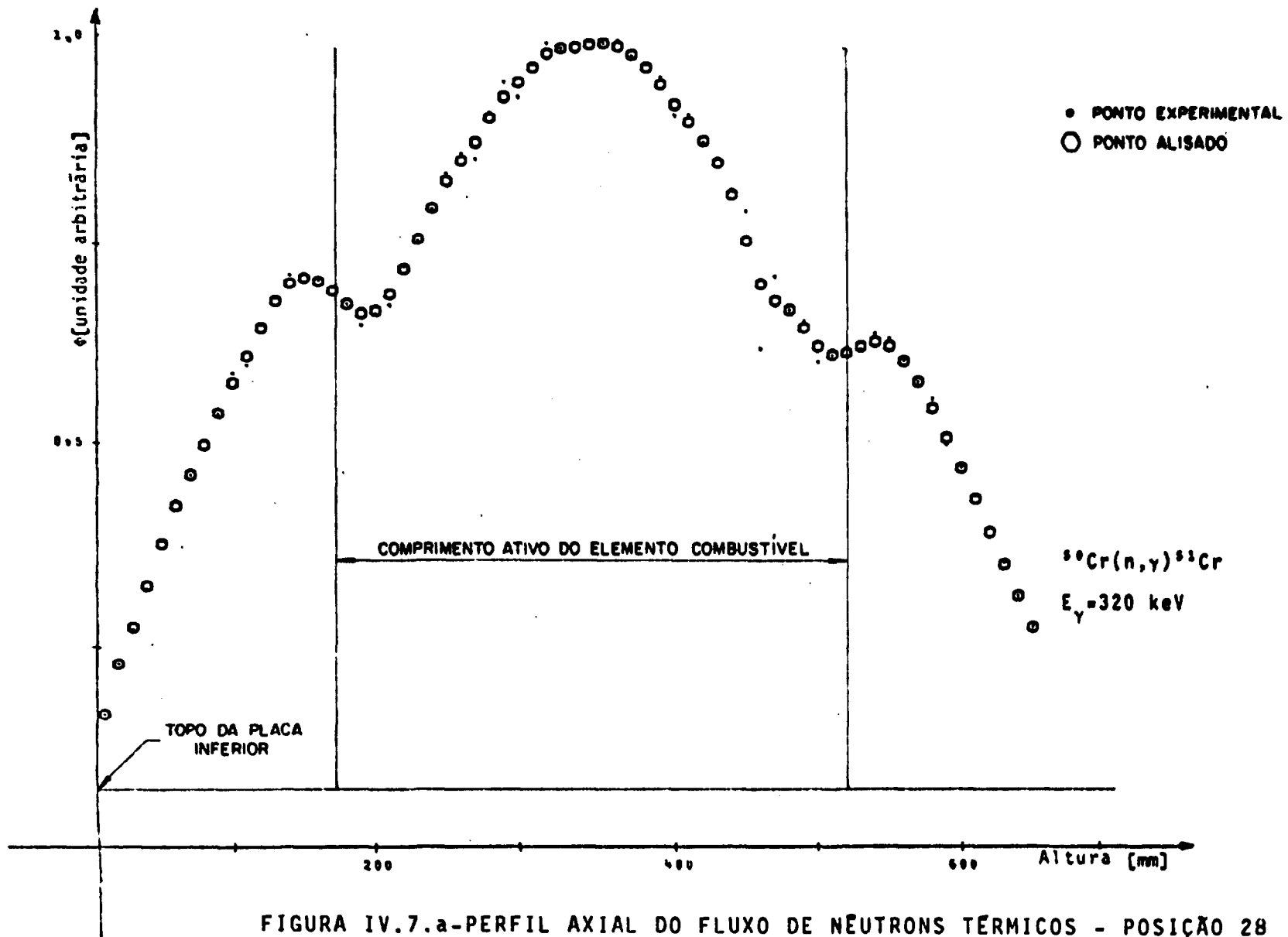


FIGURA IV.6.e-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 26



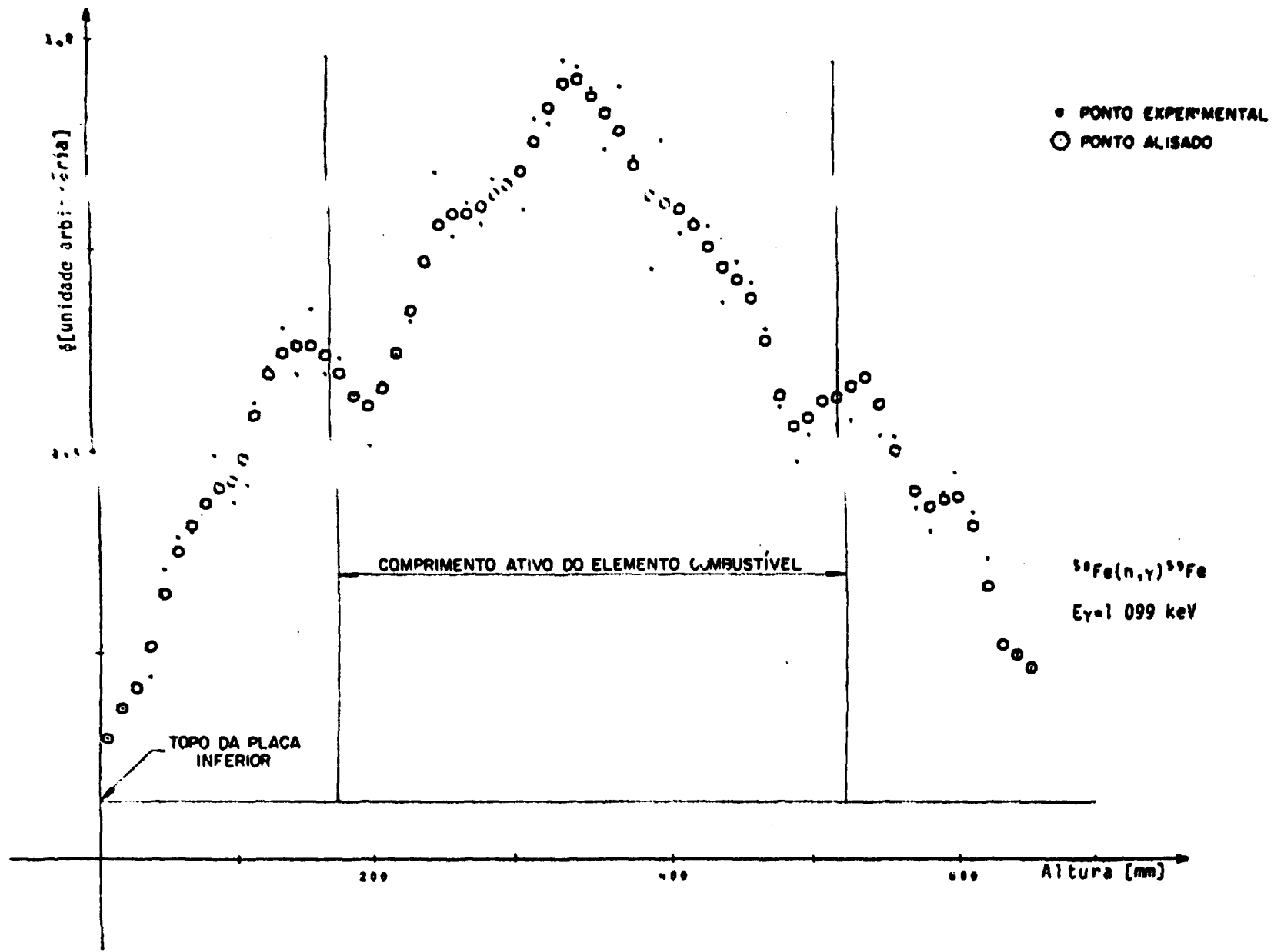


FIGURA IV.7.b-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 28

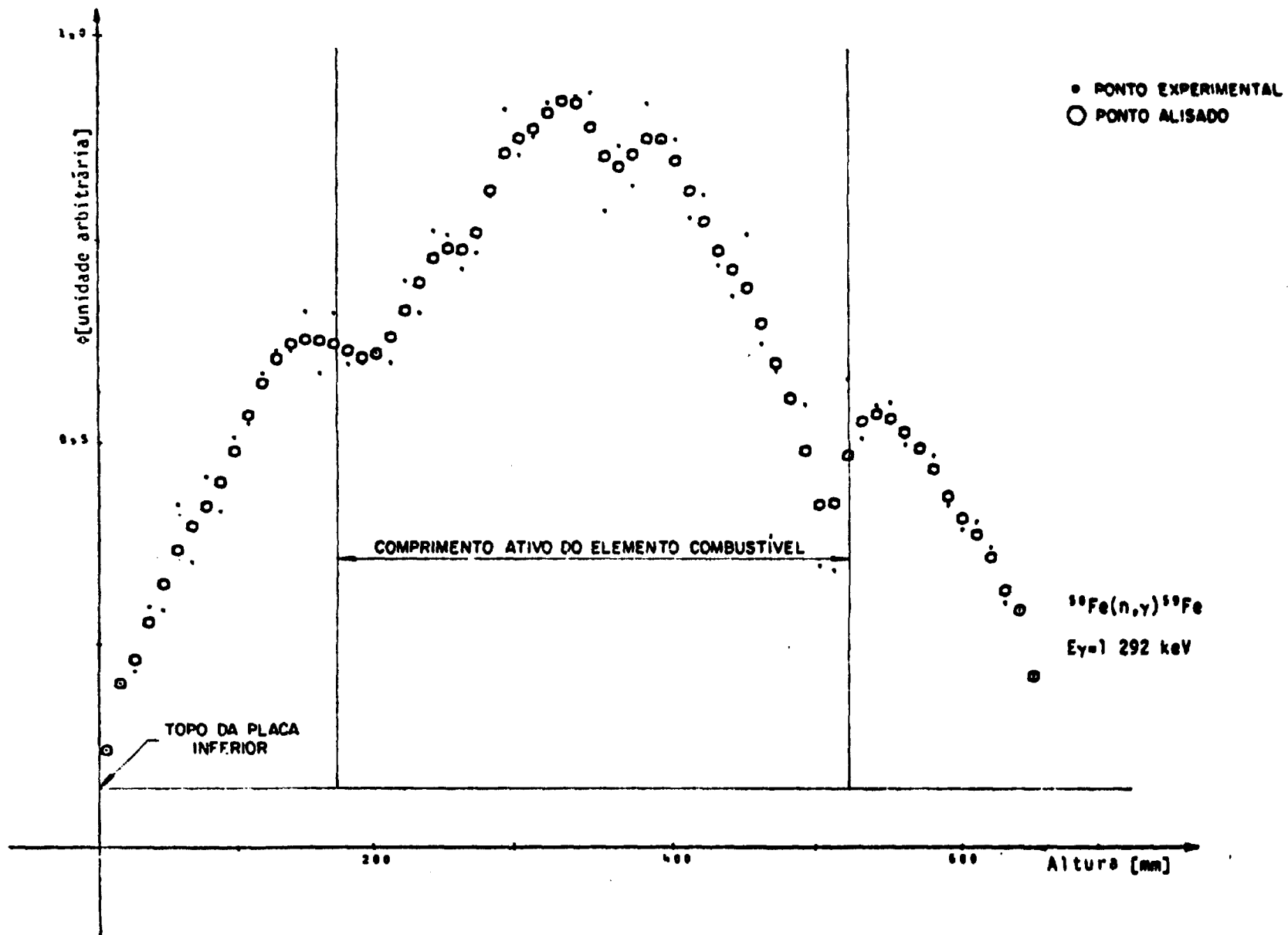


FIGURA IV.7.c-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NEUTRONS TERMICOS - POSIÇÃO 28

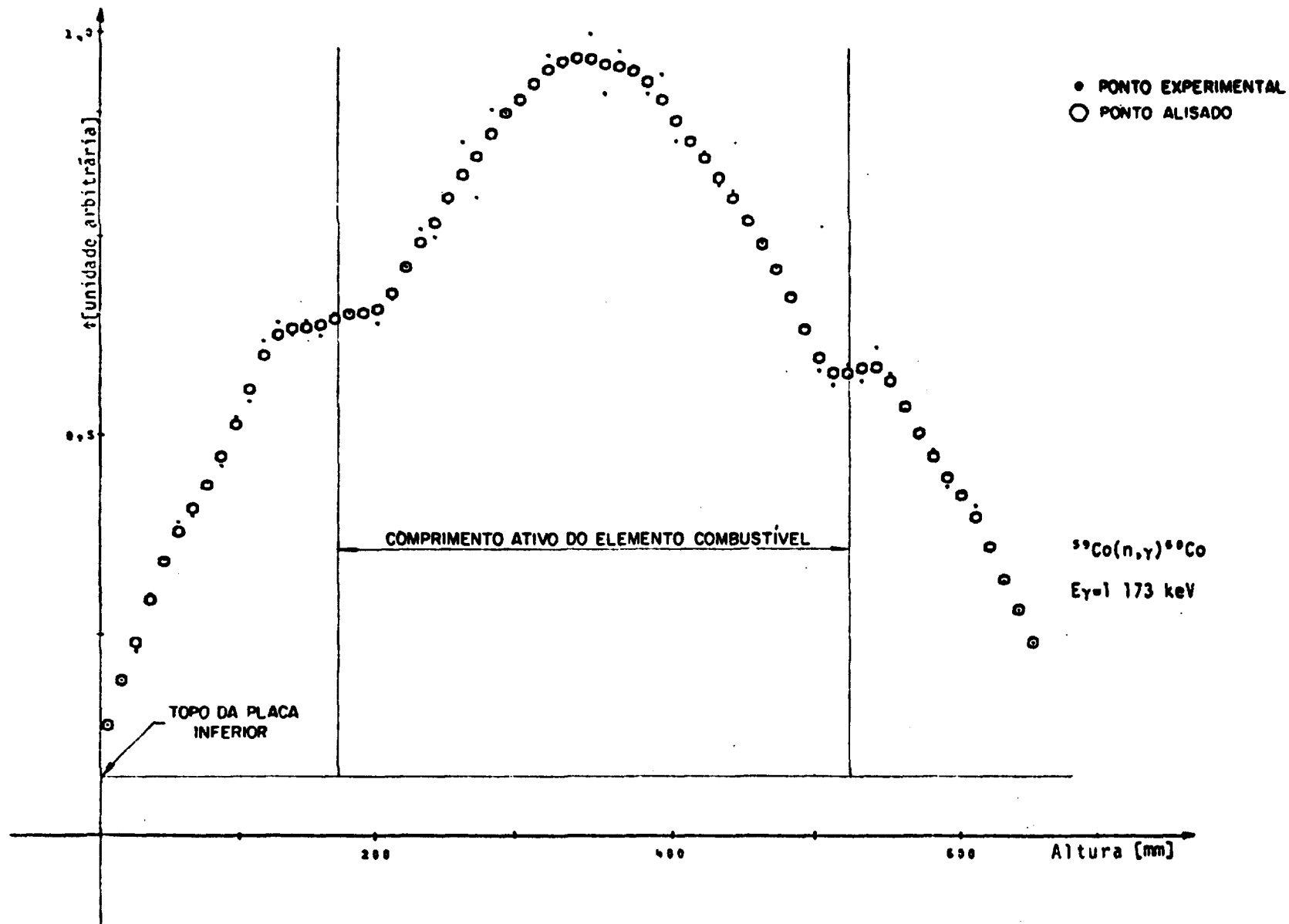


FIGURA IV.7.d-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 28

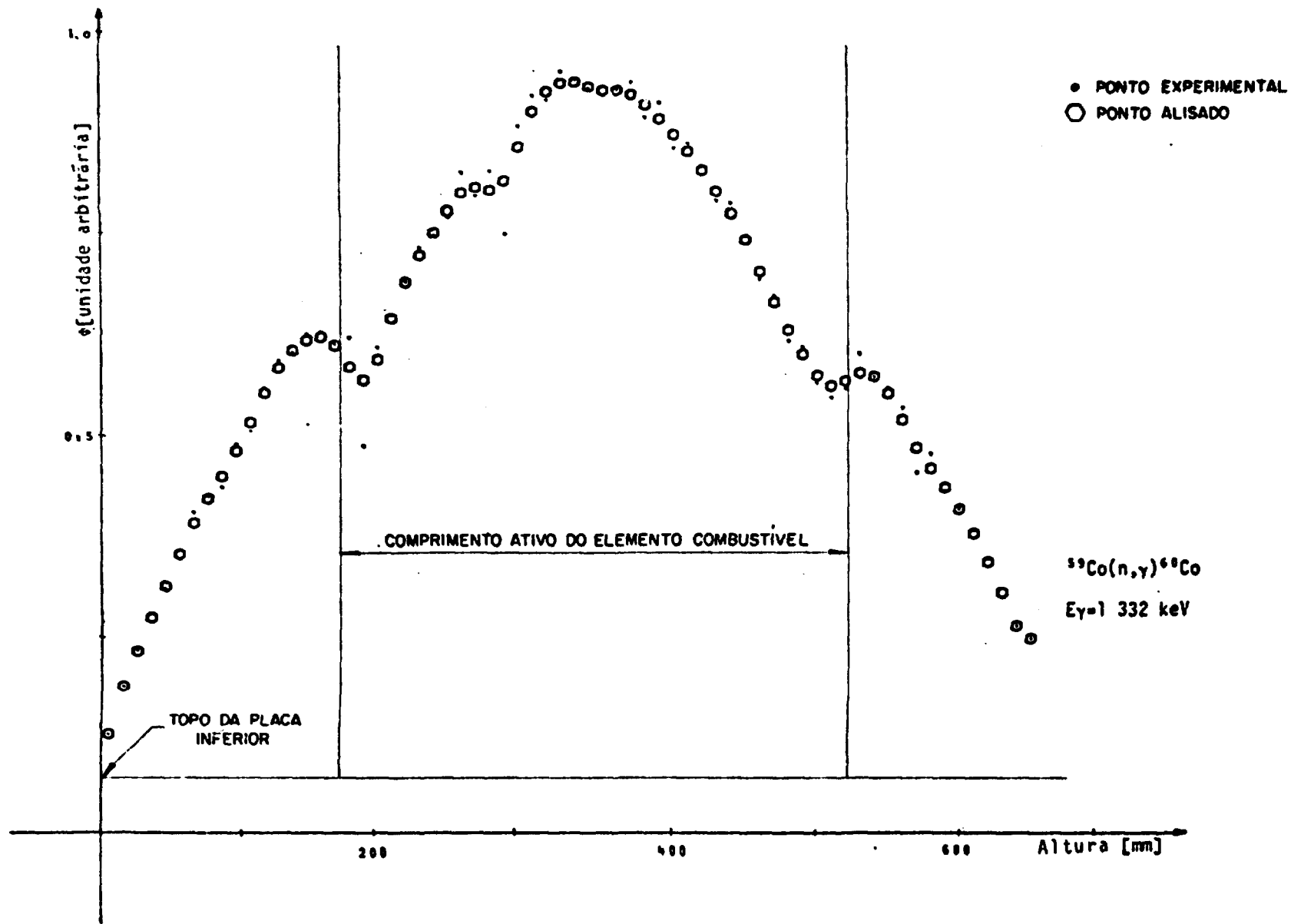


FIGURA IV.7.e-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS TÊRMICOS - POSIÇÃO 28

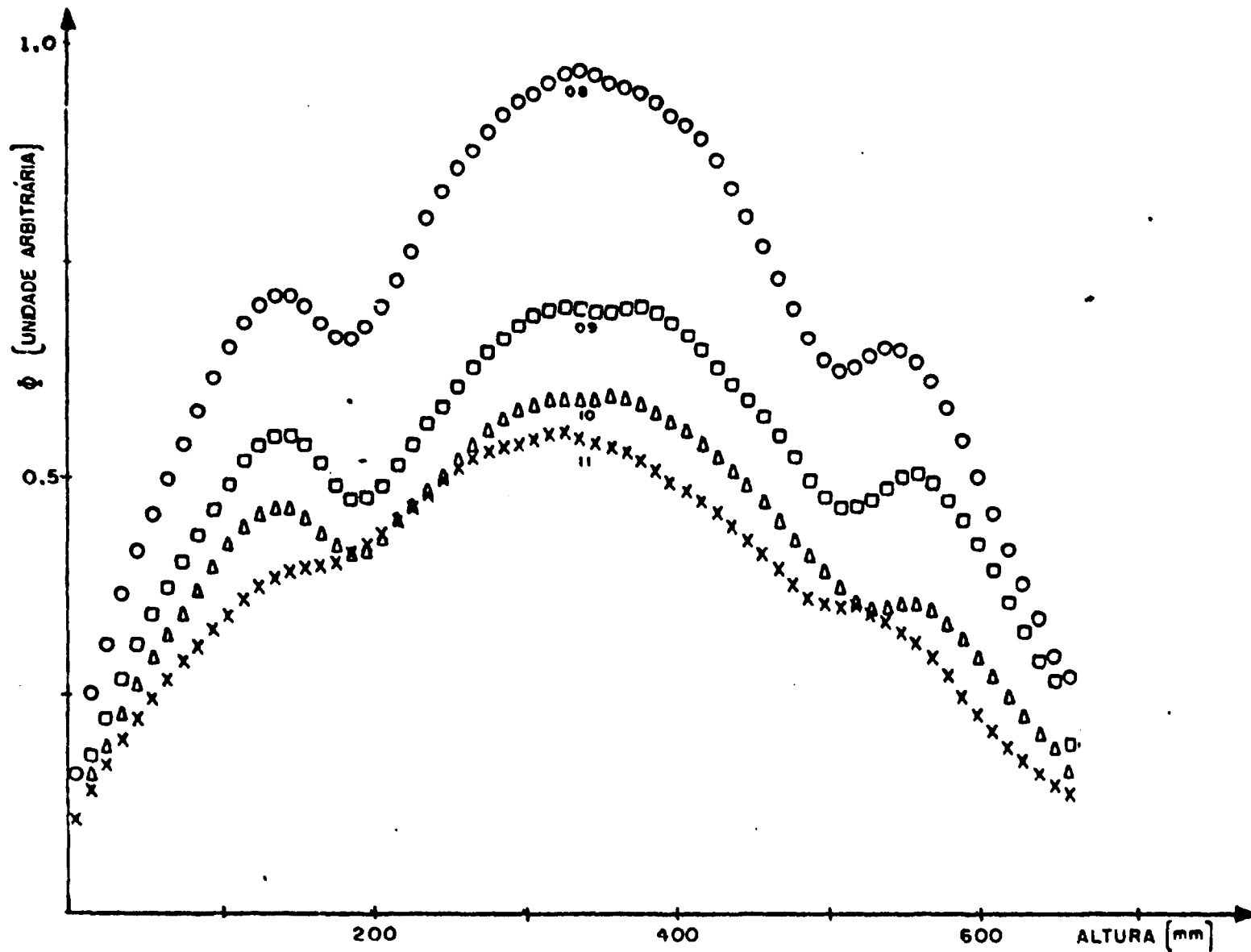


FIGURA IV.8-COMPARAÇÃO DOS FLUXOS DE NÊUTRONS TÊRMICOS NAS POSIÇÕES '08, 09, 10 e 11

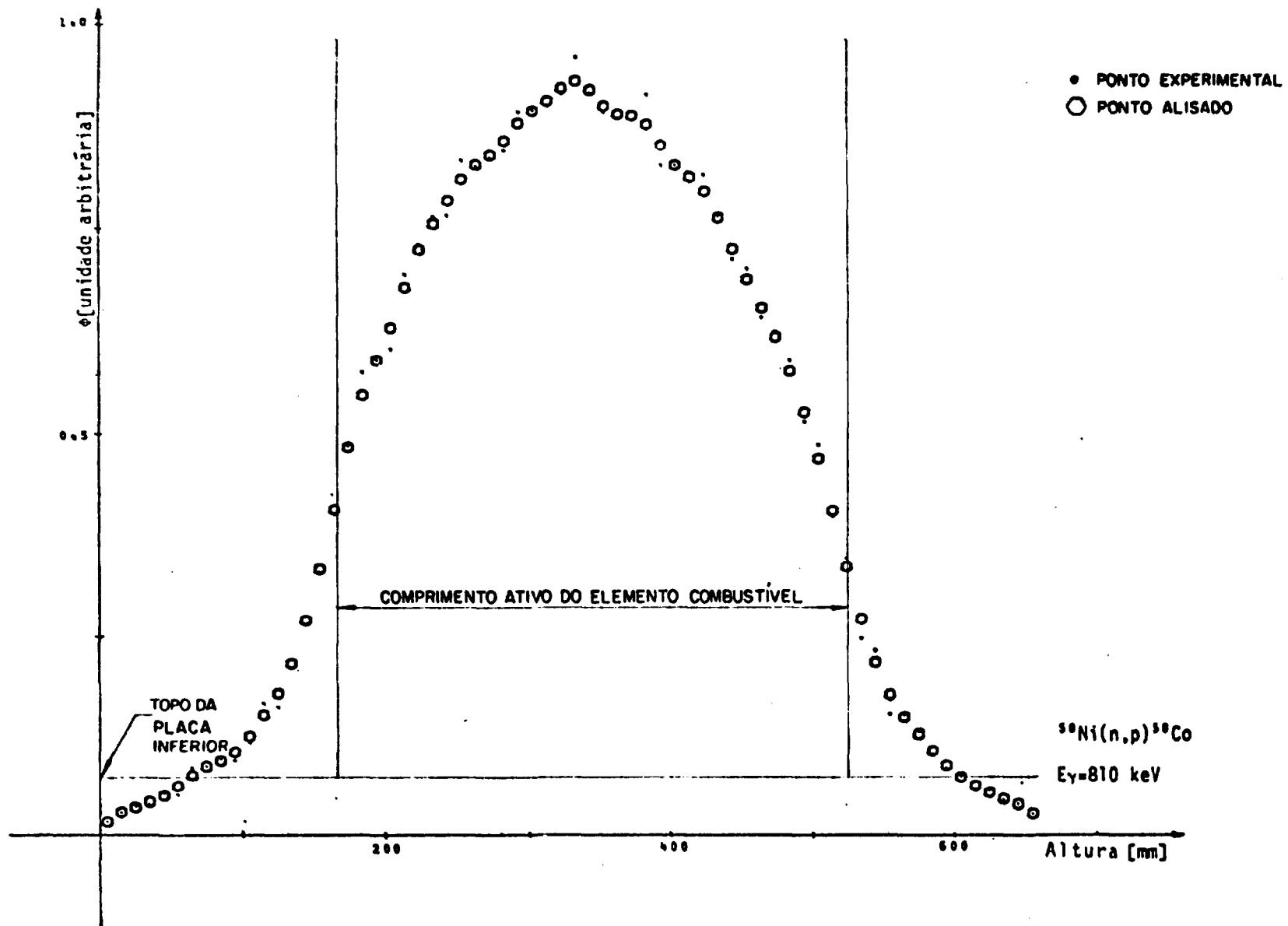


FIGURA IV.9-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO 08

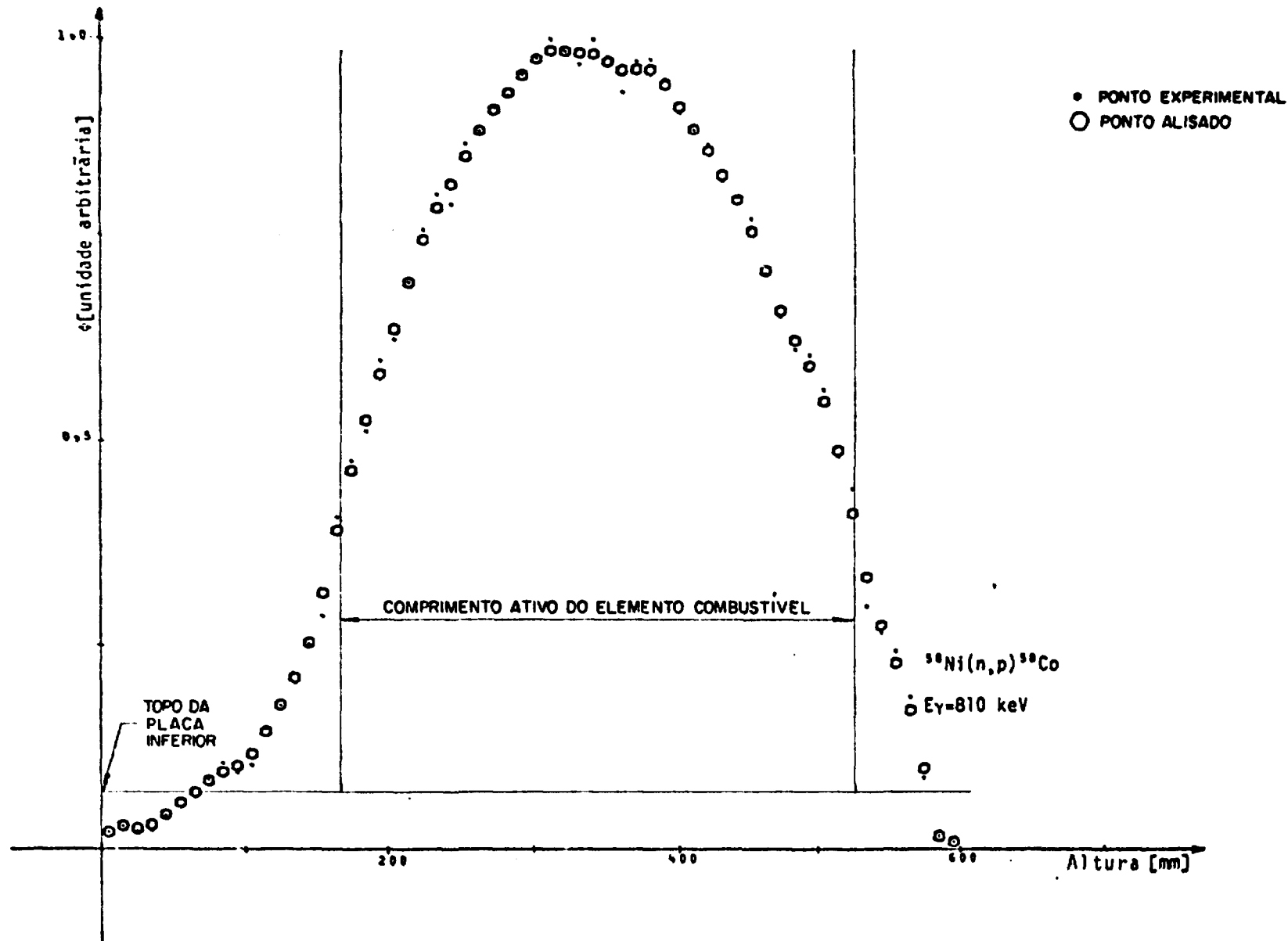


FIGURA IV.10-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO 09

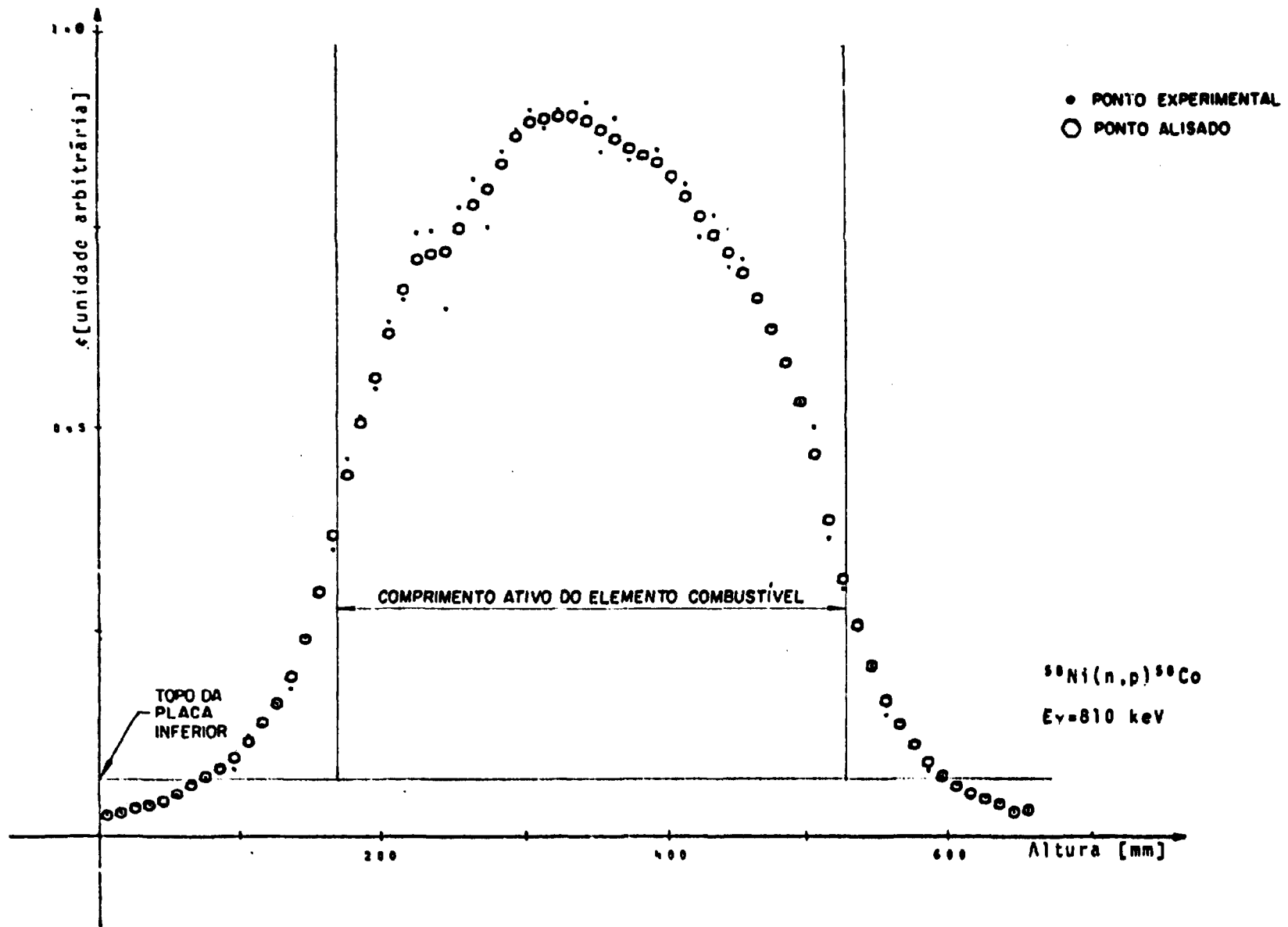


FIGURA IV.11-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÉUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO 10

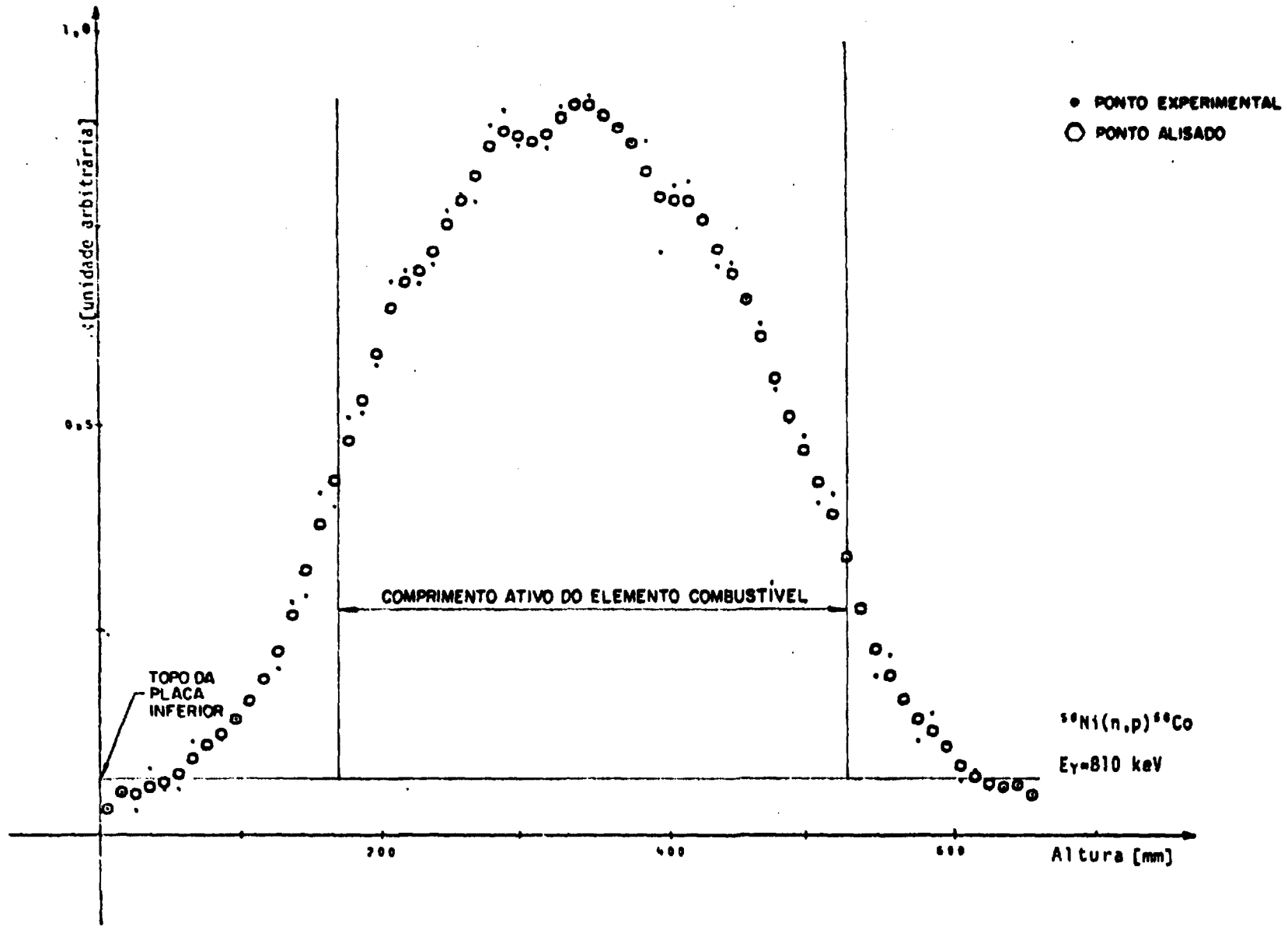


FIGURA IV.12-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO 11

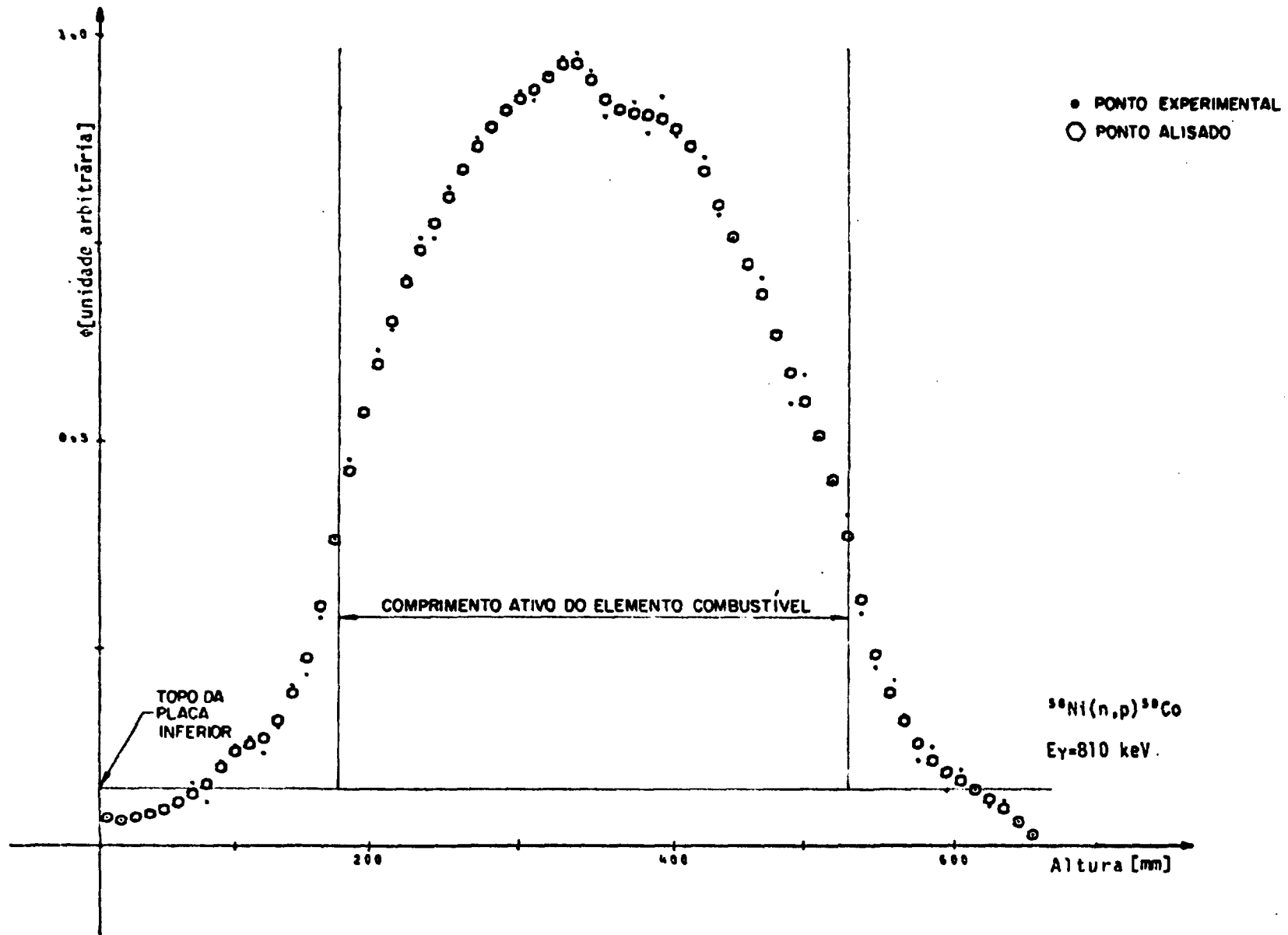


FIGURA IV.13-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO 14

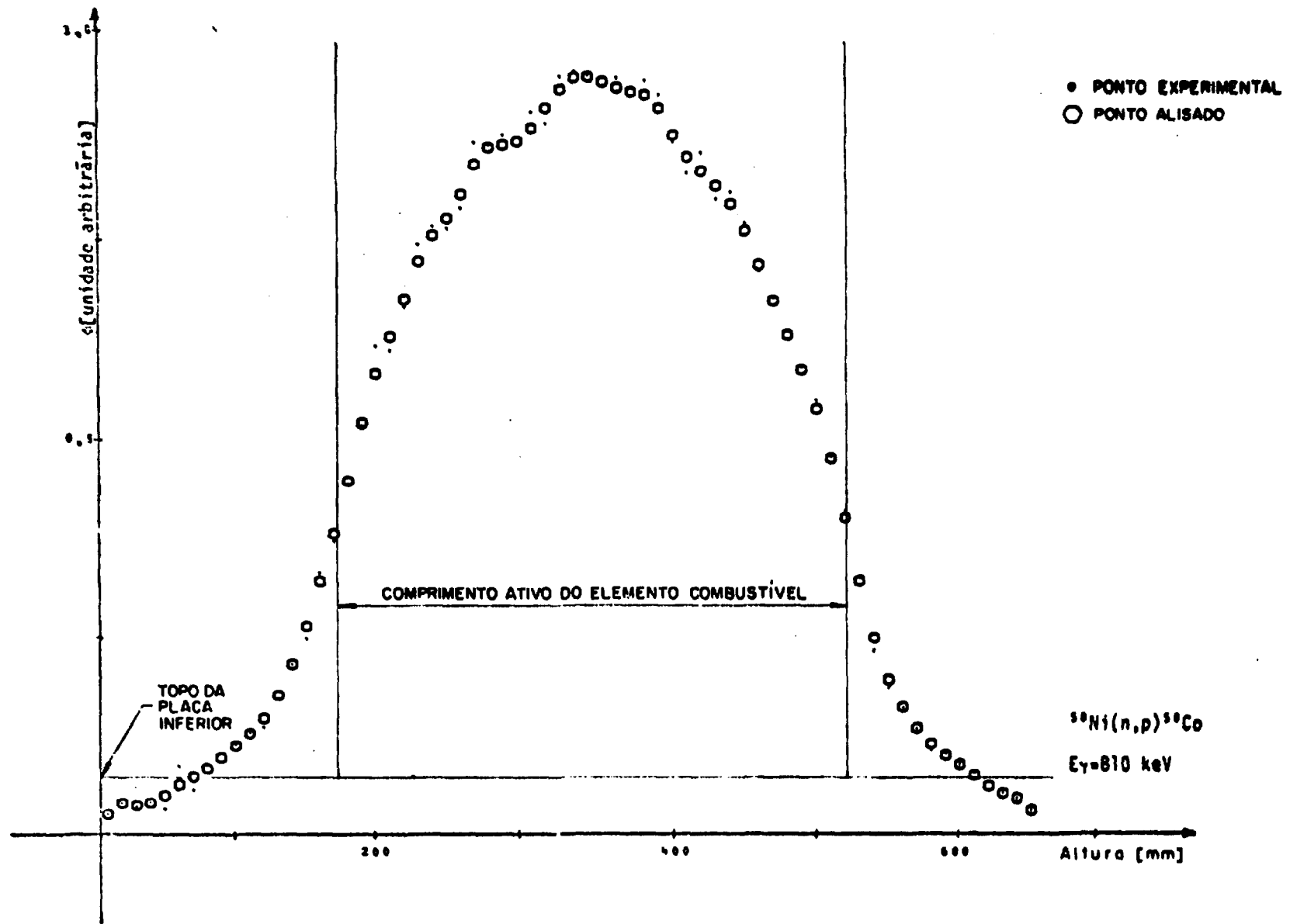


FIGURA IV.14-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO 26

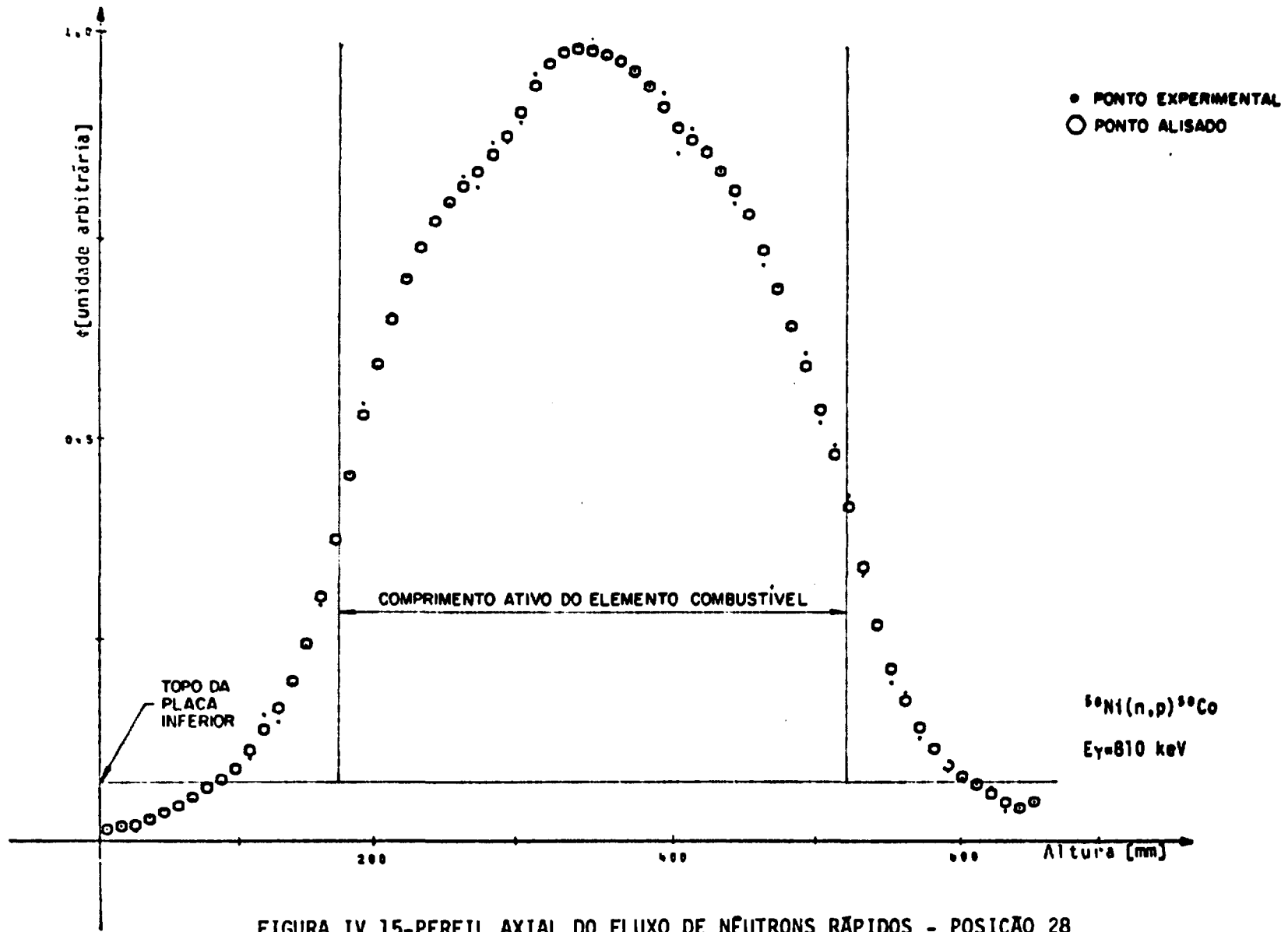


FIGURA IV.15-PERFIL AXIAL DO FLUXO DE NÊUTRONS RÁPIDOS - POSIÇÃO 28

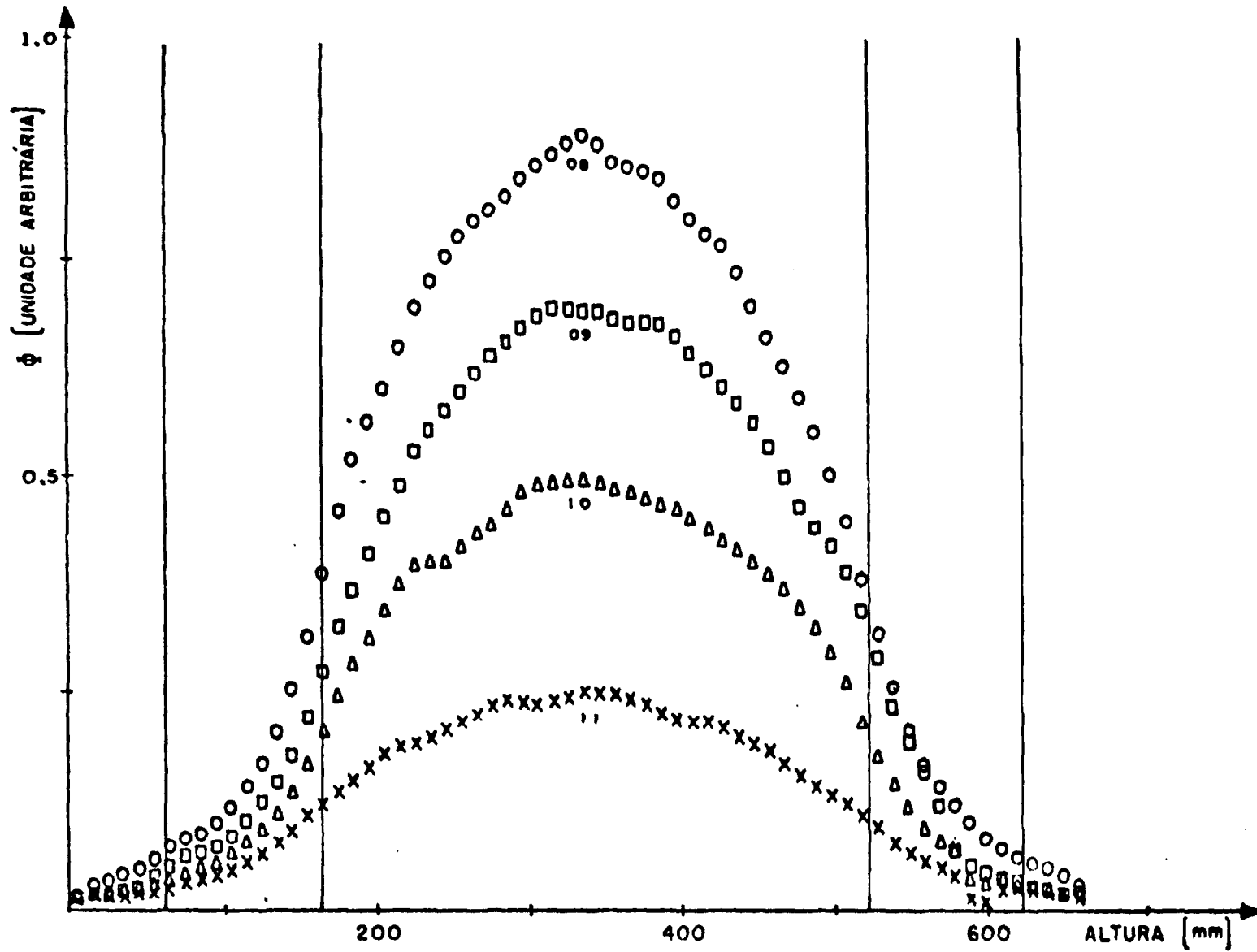
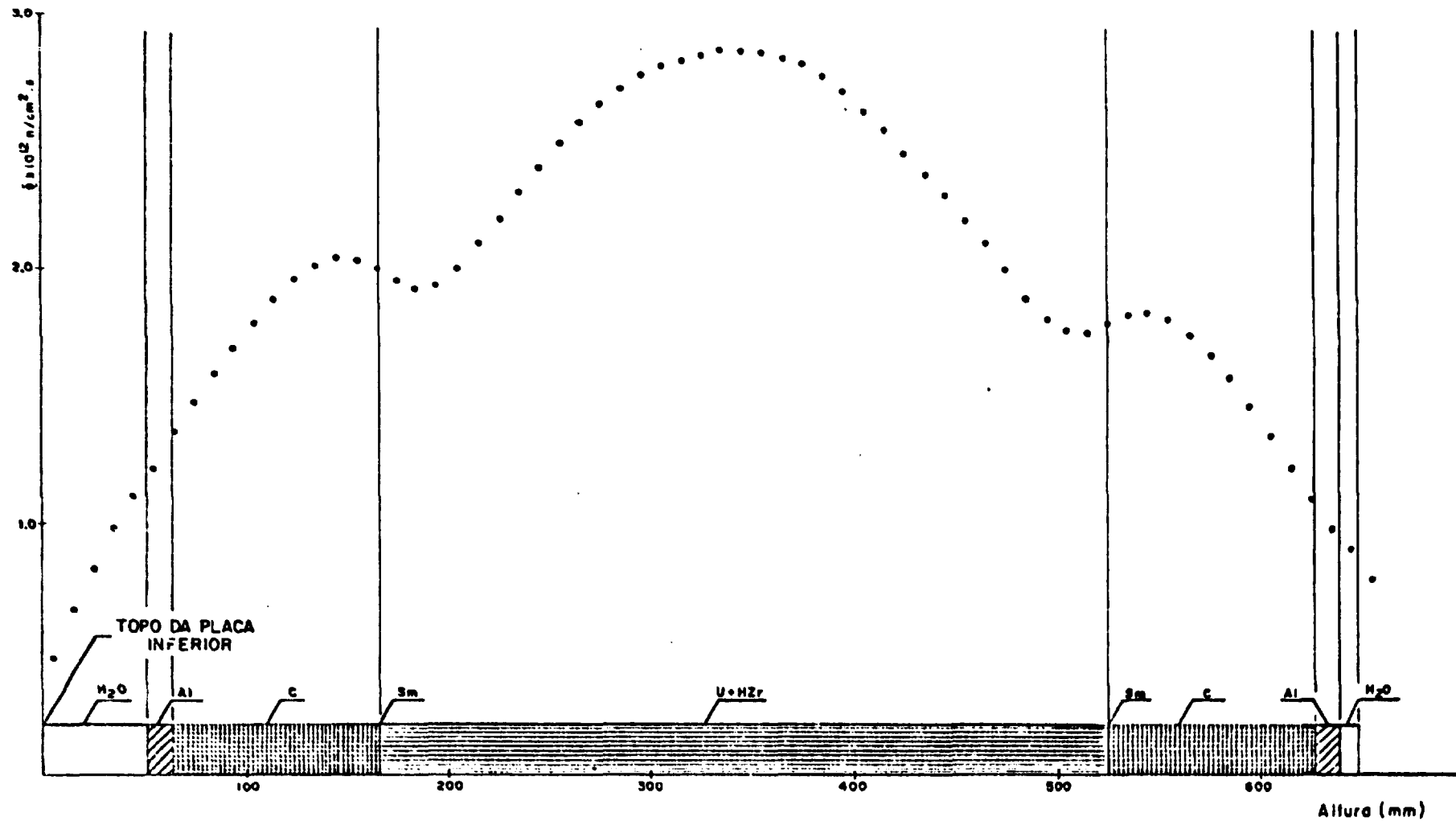


FIGURA IV.16-COMPARAÇÃO DOS FLUXOS DE NEUTRONS RÁPIDOS NAS POSIÇÕES 08, 09, 10 e 11



IV.17-FLUXO TÉRMICO ABSOLUTO - DETECTOR DE CROMO - POSIÇÃO 26

TABELA IV.1

RESULTADO DO ELETRODO IRRADIADO NA POSIÇÃO NÚMERO 26 DA PLACA SUPERIOR DO IPR-R1 *

ALTURA (mm)	⁵¹ Cr E _γ =320 keV	⁵⁸ Co E _γ = 810 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1099 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1292 keV	⁶⁰ Co E _γ =1173 keV	⁶⁰ Co E _γ =1332 keV
0 - 10	27344 ± 477	412 ± 131	409 ± 101	538 ± 70	997 ± 70	986 ± 53
10 - 20	38460 ± 536	660 ± 138	1080 ± 139	786 ± 83	1432 ± 77	1231 ± 60
20 - 30	47702 ± 577	578 ± 159	1357 ± 151	786 ± 81	1641 ± 81	1579 ± 60
30 - 40	56412 ± 628	670 ± 173	1571 ± 141	884 ± 82	2085 ± 86	1461 ± 66
40 - 50	64635 ± 662	533 ± 189	1752 ± 171	1264 ± 103	2227 ± 89	2177 ± 68
50 - 60	72276 ± 686	1439 ± 159	1870 ± 182	1452 ± 95	2453 ± 95	2438 ± 72
60 - 70	78076 ± 717	933 ± 201	2299 ± 180	1404 ± 104	2810 ± 97	2691 ± 70
70 - 80	84479 ± 734	1495 ± 194	2199 ± 189	1574 ± 102	3034 ± 104	2898 ± 78
80 - 90	90610 ± 765	1532 ± 204	2453 ± 203	1606 ± 111	3378 ± 102	3073 ± 74
90 - 100	97207 ± 799	1909 ± 209	2582 ± 208	1847 ± 111	3329 ± 113	3288 ± 79

TABELA IV.1 - CONTINUAÇÃO

ALTURA (mm)	⁵¹ Cr E _γ =320 keV	⁵⁸ Co E _γ = 810 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1099 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1292 keV	⁶⁰ Co E _γ =1173 keV	⁶⁰ Co E _γ =1332 keV
100 - 110	101768 ± 850	2148 ± 222	2257 ± 230	1826 ± 115	3748 ± 113	3407 ± 83
110 - 120	108883 ± 864	2271 ± 232	3082 ± 215	1988 ± 115	3971 ± 113	3571 ± 85
120 - 130	113676 ± 869	2880 ± 237	3192 ± 229	2002 ± 121	4190 ± 118	3826 ± 88
130 - 140	115577 ± 901	3588 ± 242	3176 ± 229	2031 ± 126	4204 ± 118	3860 ± 91
140 - 150	119171 ± 902	4137 ± 251	3370 ± 231	2142 ± 131	4546 ± 116	3013 ± 79
150 - 160	117017 ± 905	5536 ± 250	3050 ± 238	2101 ± 128	4255 ± 119	3891 ± 93
160 - 170	114089 ± 917	6210 ± 274	2792 ± 238	2255 ± 128	4388 ± 116	3961 ± 91
170 - 180	111480 ± 904	7455 ± 271	2975 ± 236	2137 ± 117	4201 ± 120	3965 ± 90
180 - 190	109148 ± 936	8685 ± 277	3094 ± 220	2121 ± 119	4004 ± 124	3858 ± 98
190 - 200	109426 ± 946	10365 ± 281	2928 ± 229	2126 ± 121	4290 ± 123	4099 ± 93

TABELA IV.1 - CONTINUAÇÃO

ALTURA (mm)	⁵¹ Cr E _γ =320 keV	⁵⁸ Co E _γ = 810 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1099 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1292 keV	⁶⁰ Co E _γ =1173 keV	⁶⁰ Co E _γ =1332 keV
200 - 210	113250 ± 985	10266 ± 298	2880 ± 250	2285 ± 130	4555 ± 116	4107 ± 96
210 - 220	119271 ± 988	11173 ± 298	3200 ± 255	2480 ± 130	4858 ± 124	4301 ± 98
220 - 230	127930 ± 1000	12495 ± 313	3469 ± 250	2491 ± 130	5164 ± 121	4513 ± 104
230 - 240	130915 ± 1045	12866 ± 304	3926 ± 256	2635 ± 144	5290 ± 121	4857 ± 95
240 - 250	137379 ± 1059	12816 ± 340	3685 ± 244	2732 ± 134	5118 ± 132	4955 ± 103
250 - 260	144450 ± 1073	13245 ± 317	3824 ± 272	2788 ± 137	5594 ± 135	5019 ± 106
260 - 270	148780 ± 1101	14622 ± 328	4082 ± 258	2907 ± 145	5811 ± 133	5288 ± 104
270 - 280	152871 ± 1118	14582 ± 339	3754 ± 288	2984 ± 145	5964 ± 139	5587 ± 105
280 - 290	154508 ± 1132	14793 ± 340	3724 ± 288	3026 ± 145	5698 ± 146	5680 ± 104
290 - 300	159141 ± 1119	14093 ± 319	4332 ± 273	2859 ± 155	6285 ± 140	5699 ± 104

TABELA IV.1 - CONTINUAÇÃO

ALTURA (mm)	⁵¹ Cr E _γ =320 keV	⁵⁸ Co E _γ = 810 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1099 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1292 keV	⁶⁰ Co E _γ =1173 keV	⁶⁰ Co E _γ =1332 keV
300 - 310	162530 ± 1133	15265 ± 352	4139 ± 292	3351 ± 144	6197 ± 144	5764 ± 107
310 - 320	159390 ± 1189	15030 ± 349	4085 ± 290	3027 ± 148	6132 ± 146	5550 ± 116
320 - 330	164255 ± 1156	16028 ± 339	4837 ± 276	3164 ± 144	6162 ± 146	5942 ± 112
330 - 340	165671 ± 1150	16128 ± 352	4241 ± 287	3067 ± 151	6270 ± 142	5882 ± 111
340 - 350	164293 ± 1169	16044 ± 336	3906 ± 303	3279 ± 144	6215 ± 145	5875 ± 109
350 - 360	163594 ± 1167	15823 ± 354	4297 ± 290	3024 ± 148	6285 ± 147	5975 ± 110
360 - 370	163418 ± 1159	15986 ± 349	4677 ± 274	3128 ± 148	6220 ± 140	5742 ± 105
370 - 380	161440 ± 1159	15349 ± 342	3893 ± 293	3098 ± 146	6169 ± 141	5794 ± 109
380 - 390	158940 ± 1152	15934 ± 338	4228 ± 286	2893 ± 152	6064 ± 144	5601 ± 107
390 - 400	156456 ± 1147	15634 ± 345	3807 ± 286	2900 ± 157	5763 ± 147	5644 ± 106

TABELA IV.1 - CONTINUAÇÃO

ALTURA (mm)	⁵¹ Cr E _γ =320 keV	⁵⁸ Co E _γ = 810 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1099 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1292 keV	⁶⁰ Co E _γ =1173 keV	⁶⁰ Co E _γ =1332 keV
400 - 410	149580 ± 1159	14636 ± 348	3850 ± 283	2744 ± 155	5768 ± 140	5293 ± 107
410 - 420	146105 ± 1142	13982 ± 345	4023 ± 271	2927 ± 141	5740 ± 138	5368 ± 104
420 - 430	141680 ± 1117	14414 ± 326	3543 ± 276	2790 ± 139	5515 ± 137	5075 ± 102
430 - 440	134374 ± 1146	13431 ± 340	4330 ± 298	2456 ± 144	5109 ± 140	4971 ± 99
440 - 450	132500 ± 1104	13577 ± 312	3634 ± 266	2580 ± 128	5160 ± 128	4833 ± 90
450 - 460	127155 ± 1083	12926 ± 308	3436 ± 262	2310 ± 148	4852 ± 125	4497 ± 95
460 - 470	120160 ± 1052	11926 ± 311	3074 ± 257	2276 ± 135	4646 ± 127	4320 ± 98
470 - 480	115548 ± 1024	11360 ± 304	3353 ± 250	2160 ± 126	4348 ± 127	4198 ± 89
480 - 490	106344 ± 1079	10492 ± 299	3163 ± 252	2001 ± 133	4046 ± 131	3866 ± 90
490 - 500	102686 ± 1050	9933 ± 286	2954 ± 248	2192 ± 121	3919 ± 113	3637 ± 90

TABELA IV.1 - CONTINUAÇÃO

ALTURA (mm)	⁵¹ Cr E _γ =320 keV	⁵⁸ Co E _γ = 810 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1099 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1292 keV	⁶⁰ Co E _γ =1173 keV	⁶⁰ Co E _γ =1332 keV
500 - 510	98389 ± 1036	9205 ± 277	2427 ± 252	2151 ± 126	3778 ± 119	3515 ± 92
510 - 520	100158 ± 1001	8012 ± 266	2799 ± 242	1688 ± 142	3696 ± 111	3283 ± 90
520 - 530	102715 ± 1004	6868 ± 263	2698 ± 246	1858 ± 121	3767 ± 116	3441 ± 88
530 - 540	104251 ± 1007	5274 ± 260	2795 ± 258	1894 ± 140	3916 ± 116	3110 ± 81
540 - 550	104608 ± 994	3872 ± 257	2863 ± 253	2009 ± 121	3922 ± 95	3402 ± 63
550 - 560	105045 ± 974	3103 ± 238	2874 ± 243	1921 ± 132	3762 ± 113	3495 ± 83
560 - 570	101482 ± 961	2657 ± 238	2616 ± 248	1953 ± 121	3599 ± 112	3275 ± 83
570 - 580	94446 ± 966	2226 ± 234	2274 ± 245	1567 ± 133	3400 ± 109	3011 ± 88
580 - 590	91312 ± 917	1767 ± 239	2336 ± 222	1636 ± 114	2961 ± 106	2734 ± 84
590 - 600	84855 ± 902	1690 ± 213	1987 ± 222	1281 ± 123	2899 ± 102	2456 ± 78

TABELA IV.1 - CONTINUAÇÃO

ALTURA (mm)	⁵¹ Cr E _γ =320 keV	⁵⁰ Co E _γ = 810 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1099 keV	⁵⁹ Fe E _γ =1292 keV	⁶⁰ Co E _γ =1173 keV	⁶⁰ Co E _γ =1332 keV
600 - 610	76107 ± 880	1476 ± 214	1837 ± 211	1490 ± 107	2486 ± 92	2279 ± 71
610 - 620	69801 ± 837	1288 ± 196	1931 ± 187	1169 ± 120	2341 ± 95	2183 ± 67
620 - 630	63482 ± 806	896 ± 199	1705 ± 186	1084 ± 109	2026 ± 85	1774 ± 71
630 - 640	56702 ± 783	858 ± 187	1448 ± 182	911 ± 103	1916 ± 88	1674 ± 63
640 - 650	52090 ± 734	748 ± 180	1242 ± 176	910 ± 98	1612 ± 84	1510 ± 60
650 - 660	44731 ± 725	507 ± 172	1236 ± 172	909 ± 98	1597 ± 83	1496 ± 61

* As colunas apresentam os resultados dos cálculos das áreas e respectivas incertezas dos picos de absorção total dos detectores (equações IV.1 e IV.2), corrigidas para o final da irradiação e normalizadas pelos monitores de irradiação (item III.3.3).

* Estes resultados são apenas ilustrativos dos cálculos feitos, não se atendo às normas de estatística para apresentação de resultados numéricos.

TABELA IV.2
 RAZÕES DE CÁDMIO r_{Cd} E FLUXO TÉRMICO ϕ_{th} OBTIDOS PARA A
 POSIÇÃO DE NÚMERO 26

Altura (mm)	r_{Cd}	$\phi_{th} \times 10^{12}$ (n/cm ² .s) 100 kW
79	6,20	1,42
340	2,54	2,86
605	7,08	1,40

V. CONCLUSÕES

O objetivo do presente trabalho, de se estabelecer um método que permita obter a distribuição do fluxo de nêutrons dentro do núcleo do reator IPR-R1 (entre seus elementos combustíveis), foi desenvolvido a contento, encontrando-se um material que, além da facilidade de manuseio, fornece informações simultâneas, através de reações de captura e de limiar, sobre o fluxo de nêutrons térmicos e rápidos.

Este material, um eletrodo de aço inoxidável, pode ser facilmente encontrado no país e a um custo relativamente baixo, se comparado com os detectores de ativação comumente utilizados. A utilização de varetas ou fios irradiados ao longo da altura do núcleo, fornecendo um mapeamento contínuo do fluxo na direção axial, é facilitada pela existência no laboratório de um sistema automático de varredura gama, que permite a varredura da vareta com o detalhamento requerido.

Através da escolha apropriada de eletrodos com uma composição conveniente, pode-se obter uma melhor utilização das reações sofridas pelos diversos nuclídeos presentes. Deve-se destacar que, na literatura, somente se encontra referência [15] a multidetectores que foram especialmente fabricados com este propósito.

De modo geral, os perfis de fluxo térmico, obtidos com todos os detectores nas diversas posições de medida, apresentam o mesmo comportamento, destacando-se os resultados do detector de cromo, com baixa dispersão estatística dos pontos.

Os resultados obtidos com os detectores de cobalto e ferro se prestam mais como confirmação da forma obtida para o perfil do fluxo com o detector de cromo, já que a dispersão estatística dos pontos foi bastante grande. Para uma melhor utilização destes detectores, seria necessário um tempo de irradiação bem maior.

Como já assinalado, o levantamento de um perfil de fluxo não requer, a rigor, medidas absolutas de fluxo nos diversos pontos. Assim, qualquer grandeza proporcional ao fluxo pode ser usada neste levantamento, como, por exemplo, a área sob os picos de absorção total dos radionuclídeos. Constatou-se, porém, no decorrer do trabalho, a possibilidade de se obter valores absolutos ponto a ponto, ao longo de um eixo, para o fluxo de nêutrons térmicos, irradiando-se um eletrodo e medindo-se a razão de cádmio em um sô ponto. Esta razão de cádmio pode ser determinada por meio de um detector apropriado, usando os métodos clássicos de medida. A precisão dos resultados pode ser considerada satisfatória, já que a incerteza nos valores do fluxo térmico obtidos desta maneira é basicamente a mesma para o fluxo através da medida da razão de cádmio.

O perfil do fluxo de nêutrons rápidos utilizando o detector de níquel apresentou, também, resultados satisfatórios. Uma outra reação presente, $^{54}\text{Fe} (n,p) ^{54}\text{Mn}$, não se mostrou utilizável, pois resultou em atividade relativamente baixa para os tempos de irradiação e contagem adotados.

Como as posições dos orifícios na placa superior do núcleo não estão exatamente alinhadas sobre um raio, pôde-se obter apenas uma indicação da variação radial do fluxo de nêu-

trons, através da comparação dos resultados das medidas axiais. Além disso, como o reticulado é hexagonal centrado, não existe uma só célula representativa do meio e, por isso, o mapeamento nesta direção não tem grande significado.

Para este trabalho, foram feitos experimentos e medições em 8 dos 32 orifícios existentes na placa superior do núcleo do IPR-R1, escolhendo-se posições que pudessem fornecer informações sobre o fluxo de nêutrons em pontos simétricos, ao longo de um anel ou próximos de um raio. Como o método apresentado se mostrou plenamente viável, todos os demais orifícios estão sendo pesquisados, de modo a se obter um mapeamento completo do núcleo.

Os resultados assim obtidos poderão ser usados para facilitar o remanejamento dos elementos combustíveis, atualmente no núcleo, na escolha de posições para novos elementos e também nos cálculos de temperatura dos combustíveis.

REFERÊNCIAS

- [1] SANTORO, C. A. B. Determinação do espectro de nêutrons no reator TRIGA pelo método de ativação. Belo Horizonte, Instituto de Pesquisas Radioativas, 1975. Tese de Mestrado.
- [2] CAMPOS, M. M. Medidas de nêutrons por ativação. Belo Horizonte, Instituto de Pesquisas Radioativas, 1968.
- [3] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY; Vienna. Neutron fluence measurements. Vienna, IAEA, 1970 (Technical Report Series, 107).
- [4] WESTCOTT, C. H.; WALKER, W. H.; ALEXANDER, T. K. Effective cross section and cadmium ratios for the neutron spectra of thermal reactors. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON THE PEACEFUL USES OF ATOMIC ENERGY. 2., 1-13 Sept. 1958. Proceedings... Geneva, United Nations, 1958. V.16, p.70-6.
- [5] WESTCOTT, C. H. Effective cross section values for well moderated thermal reactor spectra. Chalk River, Atomic Energy of Canada, 1960. (AECL - 1101).
- [6] MESTNIK Filho, J. A distribuição espacial do fluxo de nêutrons no núcleo do reator IEA-R1, obtida por meio da ativação de folhas. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1979. (IEA - Dissertação e Tese - 132).
- [7] ZIJP, W. L. Review of activation methods for the determination of fast neutron spectra. Petten, Reactor Centrum Nederland, 1965. (RCN - 37).
- [8] PROFIO, A. E. Experimental reactor physics. New York, Wiley-Interscience, 1976.

- [9] GENERAL ATOMIC. Technical foundations of TRIGA. San Diego, 1960. (GA-471).
- [10] GENERAL ATOMIC. TRIGA training manual. San Diego, 1960. (GA-1729).
- [11] SANTORO, C. A. B. Experimentos neutrônicos no TRIGA (Comunicação pessoal).
- [12] MUGHABGHAB, S. F & GARBER, D. I. Resonance parameters. In: BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY. Neutron cross sections. 3. ed. Upton, 1973. V.1 (BNL-325).
- [13] PHYSICALISH - TECHNISCHE BUNDESANSTALT. Radioaktive Standardsubstanzen. Braunschweig, 1980.
- [14] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. Handbook on nuclear activation cross sections. Vienna, IAEA, 1974. (Technical Reports Series, 156).
- [15] AARNIO, P. A. et alii. Multicomponent activation detectors for reactor neutron spectroscopy. Nuclear Technology, 58: 318-28. Aug. 1982.
- [16] DRIVER, W. E. Plastics chemistry and technology. New York, Van Nostrand Reinhold, 1979.
- [17] TURNER, J. O. Plastics in nuclear engineering. New York, Reinhold, 1961.
- [18] BRANDÃO Jr., F. A. Construção e testes de dispositivos para determinações experimentais de queima de combustível irradiado. (Curso de Ciências e Técnicas Nucleares-UFMG - Tese de Mestrado em fase de julgamento).
- [19] SOUZA, R. M. G. P. & POMBO, J. B. S. M. Determinação do tempo de resolução da câmara de fissão pelo método das duas fontes. Belo Horizonte, Centro de Desenvolvimento

da Tecnologia Nuclear, 1980. (NUCLEBRÁS - CDTN - DETR-117/80).

- [20] BAEDECKER, P. A. Digital methods of photopeak integration in activation analysis. Analytical Chemistry, 43:405-10, 1971.
- [21] KOKTA, L. Determination of peak area. Nucl. Instr. and Meth., 112 (1/2): 245-51, Sept./Oct. 1973.
- [22] LAMARSH, J. R. Introduction to nuclear reactor theory. Reading, Addison-Wesley, 1972.
- [23] CAMBERRA INDUSTRIES. Series 80 multichannel analyser. Version 2; operator's manual. Meridien, 1979.
- [24] MERTEN, U. et alii. Uranium-Zirconium-Hydride fuel elements. San Diego, 1959. (GA-655).