

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

RAZÃO GIROMAGNÉTICA DE ESTADOS
EXCITADOS DE $^{107,109}\text{Ag}$

NILBERTO HEDER MEDINA

SÃO PAULO
1988

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

"RAZÃO GIROMAGNÉTICA DE ESTADOS EXCITADOS DE $^{107,109}\text{Ag}$ "

NILBERTO HEDER MEDINA

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO
INSTITUTO DE FÍSICA DA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO
DE MESTRE EM CIÊNCIAS.

ORIENTADOR:

PROF.DR. **ROBERTO VICENÇOTTO RIBAS**

SÃO PAULO
1988

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Medina, Nilberto Heder

Razão giromagnética de estados excitados de
 $^{107,109}\text{Ag}$. São Paulo, 1988.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.

Área de Concentração: Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Roberto Vicençotto Ribas

Unitermos: 1.Fator giromagnético; 2. $^{107,109}\text{Ag}$;
3.Campo magnético transiente; 4.Perturbação da distribuição angular; 5.Excitação Coulombiana; 6.Detector de partículas por avalanche.

USP/IF/SBI - 09/88

Aos meus pais

A Silvana

Desejo expressar meus agradecimentos

Ao Prof. Roberto pela orientação e pelo apoio constante durante a realização desse trabalho.

Ao Prof. Rao pelas valiosas discussões e pela minha iniciação à física nuclear.

Aos Prof^{as}. Wayne e Ewa, e aos colegas Suzana, Cesar, Marcio, Luiz Guilherme, José Roberto (Zero), Marcia e Luiz Marcos, pelas proveitosas discussões, pelo incentivo e solidariedade nos períodos de máquina.

Aos funcionários do laboratório, pela indispensável colaboração.

A Fapesp e Capes pelo apoio financeiro.

RESUMO

Foi implantada, no laboratório Pelletron, a técnica de perturbação da distribuição angular através do Campo Magnético Transiente (CMT). O CMT atua sobre íons em recuo em materiais ferromagnéticos polarizados, e sua origem é discutida através de alguns mecanismos presentes na interação íon-sólido. A fim de testar essa técnica, foram medidas as razões dos fatores giromagnéticos de estados excitados dos isótopos $^{107}\text{-}^{109}\text{Ag}$, $g(3/2^-)/g(5/2^-) = 1.2(2)$ e $2.1(4)$, respectivamente. As magnitudes absolutas dos fatores-g foram obtidas através de interpolações do CMT, e apresentaram os seguintes resultados: $g(3/2^- - ^{107}\text{Ag}) = 0.43(7)$, $g(5/2^- - ^{107}\text{Ag}) = 0.36(4)$, $g(3/2^- - ^{109}\text{Ag}) = 0.61(7)$ e $g(5/2^- - ^{109}\text{Ag}) = 0.29(4)$. Os valores obtidos estão em bom acordo com outras medidas publicadas.

Foram utilizados feixes de ^{28}Si para a excitação coulombiana dos íons de prata, que recuam numa camada ferromagnética polarizada, onde sofrem a influência do CMT, e entram em repouso numa camada não-magnética (alvo triplo). Os espectros de raios gama foram obtidos em coincidência com as partículas retroespalhadas, coletadas num detetor por avalanche de placas paralelas (PPAD) de grande ângulo sólido. A polarização da folha ferromagnética é obtida através de um eletroímã, controlado por um circuito automatizado.

ABSTRACT

The perturbed gamma ray angular distribution technique employing the Transient Magnetic Field (TMF) was implanted in the Pelletron laboratory. The TMF acts on recoiling ions in polarized ferromagnetic materials, and its origins are discussed in terms of ion-solid interaction mechanisms. In order to test this technique, the ratios of g factors of the excited states of the $^{107-109}\text{Ag}$ isotopes, $g(3/2^-)/g(5/2^-) = 1.2(2)$ e $2.1(4)$, respectively, have been measured and compared with the literature. The absolute magnitudes of the g factors have been obtained by the interpolation of the TMF and present the following results: $g(3/2^- \text{ }^{107}\text{Ag}) = 0.43(7)$, $g(5/2^- \text{ }^{107}\text{Ag}) = 0.36(4)$, $g(3/2^- \text{ }^{109}\text{Ag}) = 0.61(7)$ e $g(5/2^- \text{ }^{109}\text{Ag}) = 0.29(4)$. The obtained values are in good agreement with others published measurements.

^{28}Si beams were used to Coulomb excite the silver ions, that recoil in a polarized ferromagnetic medium and come to the rest in a non magnetic medium (triple foil target). Gamma-ray spectra were obtained in coincidence with back-scattered particles detected with a large solid angle parallel plate avalanche counter (PPAC). An electromagnet controlled by an automatized circuit was used to polarize the ferromagnetic foil.

ÍNDICE

I.	Introdução	01
II.	O Campo Magnético Transiente	06
II.1	- Introdução Histórica	06
II.2	- Campos Magnéticos Hiperfinos Sobre o Núcleo	10
II.2.1	- O Modelo de Lindhard e Winther	13
II.2.2	- O Campo Devido a Elétrons Polarizados Ligados em Camadas-S	24
II.2.2.1	- O Campo Magnético de Contato	30
II.2.2.2	- Fração de Íons com Elétrons-S Desemparelhados	32
II.2.2.3	- Grau de Polarização	37
II.3	- Parametrizações	40
III.	A Experiência	47
III.1	- Perturbação da Distribuição Angular (PAD)	47
III.2	- Técnica do Alvo Triplo	53
III.2.1	- Estimativa do Desvio do Feixe	56
III.3	- Acelerador e Fonte de íons	59
III.4	- Câmara de Espalhamento e Circuito Magnético	67
III.5	- Detetores de Raios gama	72
III.6	- Detetor de Partículas	73
III.7	- Preparação dos Alvos Triplos	77
III.8	- Sistema Eletrônico de Tratamento de Pulsos	80

IV.	Análise de Dados e Resultados	87
IV.1	- Distribuição Angular	87
IV.2	- Precessão da Distribuição Angular	92
IV.3	- Razão Giromagnética	96
V.	Discussão e Conclusão	100
VII.	Referências	106

I. INTRODUÇÃO

As medidas de momentos multipolares como momentos de quadrupolo elétricos e momentos de dipolo magnéticos, fornecem contribuições significativas ao desenvolvimento de modelos teóricos da estrutura nuclear. As propriedades eletromagnéticas nucleares são sensíveis às funções de onda do estado, e suas medidas podem fornecer informações decisivas para o teste desses modelos, pois, modelos distintos podem prever valores diferentes para os momentos eletromagnéticos, mesmo concordando nas previsões de outros parâmetros nucleares, como energia, spin e paridade dos estados nucleares.

A razão giromagnética relaciona o momento de dipolo magnético com o momento angular total do estado nuclear, e é dada por:

$$g = \frac{\vec{\mu}}{\vec{I}} \quad (I.01)$$

No modelo de camadas, os momentos magnéticos para configurações de partícula ou buraco são iguais e dados pelas fórmulas de Schmidt:¹

$$\vec{\mu} = \mu_N \left[\left(j - \frac{1}{2} \right) g_l + \frac{1}{2} g_s \right] \quad ; \quad j = l + \frac{1}{2} \quad (I.02)$$

$$\vec{\mu} = \mu_N \left\{ \frac{j}{j+1} \left(\left(j + \frac{3}{2} \right) g_\ell - \frac{1}{2} g_s \right) \right\}; \quad j = \ell - \frac{1}{2} \quad (I.03)$$

onde

$$g_\ell = 1 \qquad g_s = 5.587 \quad \text{para prótons}$$

$$g_\ell = 0 \qquad g_s = -3.826 \quad \text{para nêutrons}$$

Para núcleos perto de camadas fechadas, os fatores-g confirmam essas previsões, onde a contribuição é dada apenas pelos núcleons desemparelhados, e seus valores podem variar muito. O fator-g de estados coletivos segue aproximadamente a estimativa $g \approx Z/A$, extraída da rotação de um corpo uniformemente carregado, que é praticamente constante em toda carta de nuclídeos. Dessa maneira, a medida do fator-g pode ser decisiva na interpretação da configuração do estado.^{2,3}

A medida de fatores-g de estados nucleares excitados envolve a interação entre o momento de dipolo magnético nuclear (μ) e um campo magnético (B). Essa interação é descrita pela parte magnética da hamiltoniana de interação hiperfina,⁴

$$\mathcal{H}_m = \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (I.04)$$

Os autovalores dessa hamiltoniana são:

$$E(m) = \left(\frac{m}{I} \right) \mu B \quad (I.05)$$

onde m é o número quântico magnético. Num campo magnético estático, o nível nuclear com spin I é separado em $(2I+1)$ subníveis equidistantes

$$\Delta E_m = |E(m+1) - E(m)| = \frac{\mu B}{I} = g \mu_N B \quad (I.06)$$

onde μ_N é o magneton nuclear e g a razão giromagnética.

Essa separação corresponde à frequência

$$|\omega_L| = \frac{g \mu_N B}{\hbar} \quad (I.07)$$

que é chamada de "frequência de Larmor", e tem o significado clássico de frequência de precessão do momento nuclear ao redor da direção do campo magnético.

Na determinação experimental do fator giromagnético de estados nucleares, campos magnéticos são aplicados sobre núcleos excitados, e é observada a precessão de Larmor através da observação da distribuição angular dos raios gama, emitidos no decaimento do estado. São realizadas medidas diferenciais (DPAD) quando a resolução em tempo experimental for menor do que a meia vida do estado, e medidas integrais (IPAD), no caso de estados com meia vida menores do que o tempo de resolução do sistema. Nesses dois métodos, as medidas dos fatores- g de estados excitados são limitadas pelo produto entre a magnitude do campo magnético aplicado e a vida média do estado, que deve ser grande o

suficiente para produzir perturbações mensuráveis na distribuição angular.

Considerando uma rotação de 1 mrad, como sendo o menor valor de deslocamento angular, passível de ser medido com suficiente precisão, e assumindo $g = 0.5$, vem:

$$B = \frac{4 \times 10^{-11}}{\tau} \text{ tesla} \quad (I.08)$$

onde τ é a vida média do estado.

Essa interação é efetiva enquanto o estado não decai, e segundo a equação acima, para estados com vida média da ordem de 1ps, são necessários campos magnéticos da ordem de 40 T. Campos dessa ordem não podem ser produzidos em laboratório, pois o limite superior de campos obtidos por bobinas supercondutoras não excede 10 T. Entretanto, existem três fontes de campos magnéticos mais intensos, que podem ser utilizadas nas medidas de fatores-g: campos hiperfinos estáticos sobre impurezas em ferromagnetos, campos magnéticos interatômicos e campos magnéticos transientes.

Esse trabalho se baseia na implantação, no laboratório Pelletron, de um método de medida de fatores-g de estados nucleares de meia vida curta, através da interação com o Campo Magnético Transiente (CMT). A implantação desse método, envolve a construção de equipamento experimental apropriado, preparação de alvos e implantação de programas de análise de dados. A fim de

testar essa nova técnica, foram medidas as razões giromagnéticas de estados excitados de $^{107,109}\text{Ag}$, cujos valores são bem conhecidos na literatura.

O campo transiente atua sobre íons em movimento em materiais ferromagnéticos polarizados, e será discutido no capítulo II, onde será apresentado um modelo que interpreta o aparecimento desse campo como sendo proveniente de diferentes mecanismos presentes na interação íon-sólido. No capítulo III será apresentado o método de medida, e o equipamento experimental utilizado, e no capítulo IV os resultados obtidos. No capítulo V serão discutidas algumas vantagens e desvantagens do método, além de sugestões para outras medidas de fatores-g.

II. O CAMPO MAGNÉTICO TRANSIENTE

II.1 - Introdução Histórica

O campo magnético transiente foi observado pela primeira vez em 1966, quando o grupo MIT-Wisconsin⁹ realizava medidas dos momentos magnéticos dos estados 2^+ dos isótopos pares de Te. Nessa medida foi utilizada a técnica IMPAC⁷, na qual íons de Te são implantados em ferro polarizado, e é medida a rotação da distribuição angular devida à interação do momento magnético com o campo hiperfino estático, previamente determinado por efeito Mossbauer.⁸ Os valores obtidos para os fatores-g estavam em completo desacordo tanto com as previsões teóricas,⁹ apresentando valores de 2 a 4 vezes maiores, como com os resultados obtidos com medidas através de radioatividade.¹⁰⁻¹¹

Essas anomalias foram explicadas¹² como sendo efeitos provocados por um intenso campo magnético transiente positivo de vários megagauss, atuando durante alguns pico segundos sobre núcleos atravessando materiais polarizados. Essa interpretação é decorrente de medidas para os estados 2^+ , excitados por interação coulombiana, dos isótopos pares de Cd, Te, Ru, Pd e Mo. Os resultados das precessões dos estados 2^+ estão graficados na figura II.1 em função da vida média do estado. Supondo-se que cada elemento tenha o mesmo

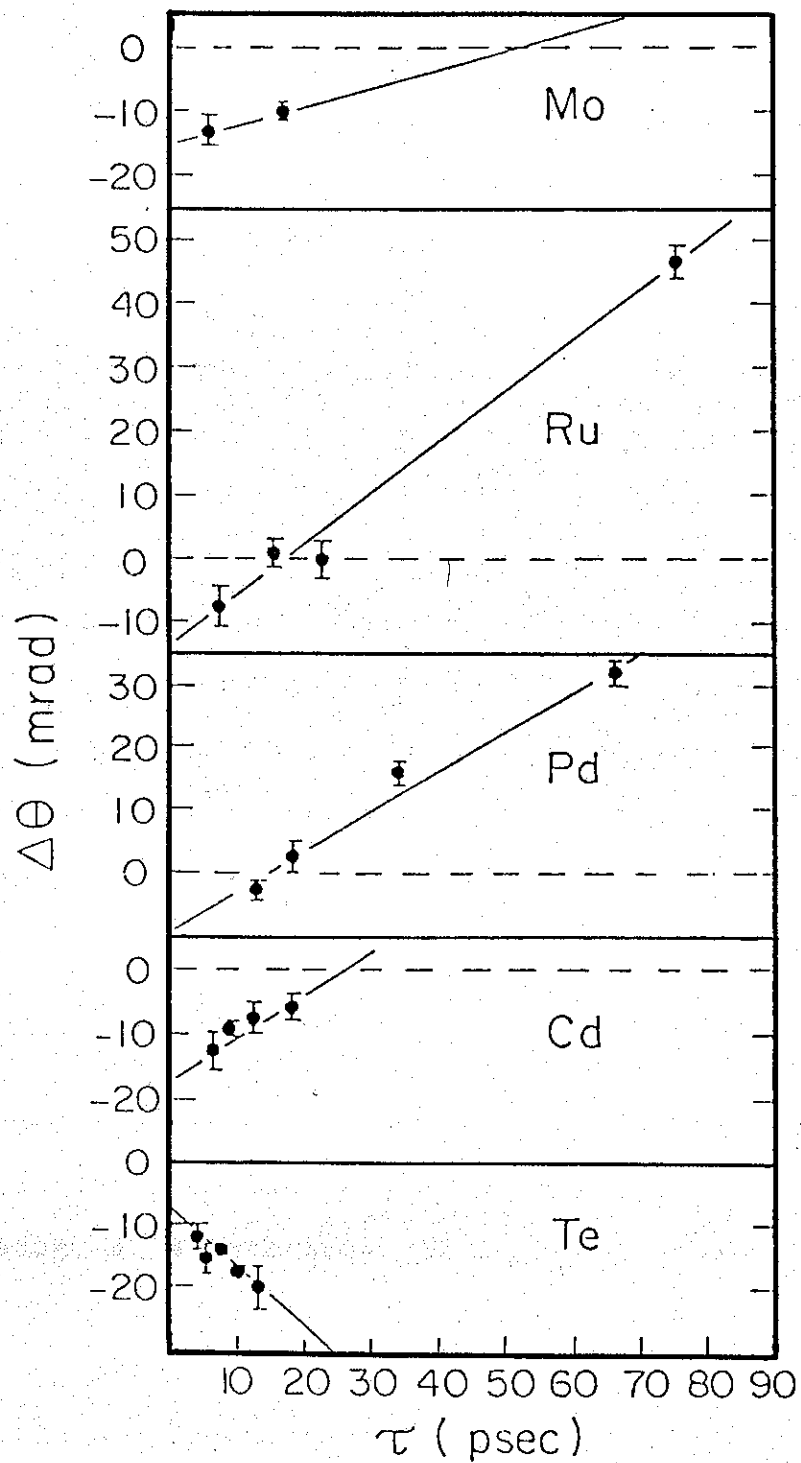


Fig. II.1 - Resultados das precessões dos estados 2^+ dos isótopos pares de Cd, Te, Ru e Mo em função da vida média do estado, em experiências de implantação de íons (IMPAC).²¹

momento magnético para todos os seus isótopos, então os pontos deveriam ser bem descritos por uma reta passando pela origem, uma vez que não haveria nenhuma precessão para vida média nula. Pelos gráficos da figura II.1 pode-se observar a validade da hipótese de que os isótopos de cada elemento apresentam os mesmos momentos magnéticos, pois os dados são bem descritos por retas, mas surpreendentemente não interceptam a origem. Nota-se que a inclinação das retas é negativa para telúrio e positiva para todos os outros elementos, enquanto que o valor na origem dos tempos é sempre negativo. Como o campo hiperfino estático é conhecido como positivo para Te em ferro⁶ e negativo para os demais,¹² concluiu-se que um intenso campo magnético atua sobre o núcleo durante alguns picosegundos e que o sinal desse campo é sempre positivo, não dependendo do sinal do campo estático, e como o aparecimento desse campo magnético foi observado apenas em experiências de implantação de íons (IMPAC),⁷ é de se esperar que a origem desse campo esteja relacionada com processos durante o recuo. Um campo positivo significa que seu sentido é o mesmo do campo externo polarizador, e a interação de um campo positivo com um momento magnético positivo provoca uma precessão negativa.

A primeira interpretação física desse campo foi introduzida por Borchers et al,¹² onde sugerem que o campo é originado da captura de elétrons polarizados do ferro em camadas s do íon em recuo. A fim de testar o mecanismo proposto, foram implantados íons de Cd em ferro em várias

velocidades, pois de acordo com o modelo o campo transiente se anularia se o átomo em recuo estivesse neutro ao penetrar no sólido ferromagnético, pois não receberia nenhum elétron polarizado. Os resultados¹² mostraram que a precessão devida ao campo transiente se anula quando a velocidade, e conseqüentemente a carga iônica, cai a zero. Nessa experiência observou-se também que o campo é proporcional à concentração de elétrons polarizados na banda de condução do material ferromagnético, ou seja, o campo é proporcional à polarização do meio, além do que não foi observada nenhuma precessão da distribuição angular no caso dos íons serem implantados em cobre, que, por não ser ferromagnético não contém elétrons polarizados. Nesse caso, embora existam 10^3 - 10^4 trocas eletrônicas durante o freamento, e elétrons sejam capturados em camadas s internas do íon provocando precessões, os elétrons envolvidos não estão polarizados, e portanto existe uma igual probabilidade das trocas ocorrerem com elétrons num ou noutro sentido, resultando em precessões de sentidos opostos, o que acarretaria um efeito nulo.

Os poucos dados experimentais eram insuficientes para se determinar exatamente o comportamento desse novo efeito transiente, mas os resultados dessas medidas são relevantes pela introdução de um mecanismo, que mais tarde vai se mostrar importante para a interpretação dos processos envolvidos na origem do campo magnético transiente.

II.2 - Campos Magnéticos Hiperfinos Sobre o Núcleo

Nessa seção será introduzido um modelo para a interpretação da origem do campo magnético transiente, devido à interação magnética hiperfina de elétrons orbitais sobre o núcleo.

A densidade do momento de dipolo magnético devido ao spin do elétron é dada por:

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_s &= -\psi(\vec{r}, m_s)^* \left(\frac{e\hbar}{mc} \right) \vec{s} \psi(r, m_s) \\ &= -\psi(\vec{r})^* \psi(\vec{r}) \left(\frac{e\hbar}{mc} \right) \langle \vec{s} \rangle \end{aligned} \quad (\text{II.01})$$

onde $\psi_{nlm}(\vec{r}, m_s)$ é a função de onda de um elétron atômico e \vec{s} é o operador de spin. O campo magnético na origem devido ao momento de dipolo magnético de spin do elétron tem a forma:

$$B(0) = B_S + B_C = \int \frac{\vec{\mu}_s}{r^3} - \frac{3\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{\mu}_s)}{r^5} d^3r + \int \frac{8\pi}{3} \mu_s \delta(\vec{r}) d^3r \quad (\text{II.02})$$

A densidade de corrente é dada por:

$$\vec{j} = \frac{e}{m} \psi(\vec{r})^* \vec{p} \psi(\vec{r}) \quad (\text{II.03})$$

onde \vec{p} é o operador momento.

O campo magnético na origem devido ao movimento orbital de um elétron é definido como:

$$\mathbf{B}(0) = \mathbf{B}_L = \frac{1}{c} \int - \frac{(\vec{r} \times \vec{j})}{r^3} d^3r \quad (\text{II.04})$$

com $\vec{r} \times \vec{j} = (e/m) \Psi(\vec{r})^* (\vec{r} \times \vec{p}) \Psi(\vec{r}) = (e/m) \Psi(\vec{r})^* \vec{L} \Psi(\vec{r})$

O campo total na origem é dado pela contribuição dos 3 termos devidos aos momentos magnéticos orbital e de spin de elétrons orbitais:

$$\mathbf{B}(0) = \mathbf{B}_L + \mathbf{B}_S + \mathbf{B}_C \quad (\text{II.05})$$

onde os dois primeiros termos referem-se a campos clássicos produzidos por elétrons com momentos angulares orbitais (p, d, ...), e o terceiro termo é o campo de contato de Fermi,¹³ que descreve o comportamento de elétrons em camadas com $l=0$ (elétrons s). Convém ressaltar que B_C é nulo para elétrons com momento angular orbital $l \neq 0$.

Na aproximação não relativística o campo de contato devido a um elétron-s é dado por:¹³

$$\mathbf{B}_C = - \frac{16\pi}{3} \mu_B |\Psi(0)|^2 \vec{s} \quad (\text{II.06})$$

onde μ_B é o magneton de Bohr e \vec{s} o spin do elétron, e

$$|\Psi(0)|^2 = \frac{Z^3}{\pi a_0^3 n^3} \quad (\text{II.07})$$

é a densidade eletrônica na região do núcleo para átomos hidrogenóides.

Elétrons em subcamadas fechadas (s^2 , p^6 , d^{10} , etc) têm densidade de corrente nula, portanto, não produzem nenhum campo magnético sobre o núcleo. A maior contribuição ao campo magnético total ($B(0)$), é dada pelo campo de contato (B_c), devido a elétrons-s desemparelhados. A contribuição de B_L e B_s é nula para elétrons-s, por causa da simetria esférica da função de onda, enquanto que B_s para elétrons nl ($l \neq 0$) é somente uma pequena fração do campo de contato (B_c) dos elétrons ns ($l=0$) correspondentes. O termo B_L não contribui, uma vez que não é esperada a polarização do momento angular orbital.¹⁴

Num meio magnetizado existe uma polarização "líquida", devida aos spins dos elétrons. A densidade média dos elétrons polarizados em sólidos ferromagnéticos provoca um campo magnético da ordem de 10 kG no núcleo;¹⁴ logo, para explicar a magnitude do campo transiente observado (MG), a densidade dos elétrons polarizados na região do núcleo deve ser aumentada em algumas ordens de grandeza. Dois mecanismos podem contribuir para este aumento: o espalhamento de elétrons polarizados devido ao potencial coulombiano atrativo do íon em movimento no material ferromagnético,¹⁵ e a captura de elétrons polarizados (desemparelhados) em camadas ns do íon em recuo.¹⁶ Serão apresentados a seguir os aspectos principais desses dois mecanismos, suas regiões de

validade, e alguns resultados experimentais, que indicam seus acertos e discrepâncias.

II.2.1 - O Modelo de Lindhard e Winther

Em 1971 Lindhard e Winther (LW)¹⁸ propuseram um mecanismo microscópico que explicava a origem do campo magnético transiente, no qual a intensidade do campo aumenta com o acréscimo na densidade de elétrons polarizados. Este acréscimo é provocado pelo espalhamento coulombiano dos elétrons do hospedeiro pelo potencial atrativo do íon em movimento. Esta interação provoca um aumento na densidade de elétrons polarizados ao redor do íon da ordem de 10^2 a 10^3 , justificando a presença de um campo magnético na região de MG.

A teoria de LW desempenhou um papel importante na compreensão do campo transiente, propondo um mecanismo irrefutável e obtendo resultados que reproduziam bem o comportamento do campo em função da velocidade e do número atômico do íon em recuo, e em função da magnetização do hospedeiro ferromagnético. Entretanto, os valores extraídos da teoria apresentavam discrepâncias de até 50% em relação às medidas. Esse problema era contornado introduzindo-se uma constante empírica multiplicativa (ALW).

No modelo de LW a estimativa da interação magnética foi baseada em conceitos semi-clássicos, e será descrita a seguir.

O campo magnético sentido na origem devido a uma distribuição de elétrons esfericamente simétrica e que tende a zero no infinito, é dado por:^{13,17}

$$\mathbf{B} = \frac{8\pi}{3} \mathbf{M} \quad (\text{II.08})$$

onde \mathbf{M} é a densidade de magnetização dessa distribuição.

Considera-se um íon de número atômico Z_1 , atravessando com velocidade v um material ferromagnético, que possui N átomos por cm^3 e ϵ elétrons polarizados por átomo. Os elétrons com velocidades orbitais menores que v não acompanharão o íon em recuo, deixando-o carregado positivamente. Essa carga resultante é blindada pelos elétrons do hospedeiro, ou seja, na vizinhança do íon ocorre um aumento da densidade de elétrons do hospedeiro. Esse aumento da densidade eletrônica provoca uma maior magnetização, e conseqüentemente o íon sentirá um campo magnético mais intenso. No percurso o íon encontra uma densidade média de ϵN elétrons polarizados, portanto a magnetização devida a todos os elétrons polarizados pode ser escrita como:

$$|\mathbf{M}| = \mu_B \epsilon N \langle X \rangle \quad (\text{II.09})$$

onde $\mu_B = e\hbar/2mc$, é o magneton de Bohr e $\langle X \rangle$ o fator de aumento da densidade eletrônica.

No cálculo de $\langle X \rangle$, o principal fator dessa teoria, considera-se um elétron livre sendo espalhado por um potencial atrativo coulombiano puro, com velocidade relativa $v_R = |v - v_0|$, sendo v_0 a velocidade do elétron. A densidade de elétrons na origem do centro espalhador, de acordo com a equação de Schroedinger não relativística é dada por:^{1*}

$$X = \frac{|\Psi(0)|^2}{|\Psi(\infty)|^2} = \frac{2\pi\eta}{1 - e^{-2\pi\eta}} \quad (\text{II.10})$$

que é a probabilidade de se encontrar o elétron na origem normalizada pela probabilidade de encontrá-lo no infinito, onde $\eta = Zv_0/v_R$ e $v_0 = e^2/\hbar = c/137$ é a velocidade de Bohr.

Em baixas velocidades $v \ll 2\pi Zv_0/v_R$, e portanto:

$$X = 2\pi Z \frac{v_0}{v_R} \quad (\text{II.11})$$

Pode-se observar um aumento da densidade eletrônica na origem com a diminuição da velocidade v_R . Para $v_R \approx v_0$, encontra-se um fator $X \approx 6Z$, portanto X pode ser da ordem de 10^2 a 10^3 . No caso do ferro, pode-se obter campos da ordem de MG (equação II.08).

Na equação II.09 o fator $\langle X \rangle$ é simplesmente uma média do fator X sobre a distribuição de velocidades relativas dos elétrons polarizados em relação ao íon, e tem como resultado:

$$\langle X \rangle = \begin{cases} 2\pi Z \frac{v_0}{v} & \text{para } v > v_p \\ 2\pi Z \frac{v_0}{v_p} & \text{para } v < v_p \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

onde v_p é a velocidade média dos elétrons polarizados. O fator $\langle X \rangle$ é proporcional a $1/v$ em altas velocidades e é constante em baixas velocidades, além de ser proporcional ao número atômico do íon Z .

Na equação II.08 deve ser introduzido um fator ξ que representa a correção de assimetria. Esse fator deve ser nulo no caso de uma distribuição esfericamente simétrica. O campo é então escrito como:

$$B'(\vec{v}) = B(\vec{v}) (1 + \xi(v)) \quad (\text{II.13})$$

Estimativas da quantidade $\xi(v)$ revelam que essa correção é pequena, pois em baixas velocidades a assimetria é nula, enquanto que em altas velocidades não é desprezível, mas como o campo, segundo esse modelo, é proporcional ao inverso da velocidade, a correção não terá grande influência.

Na equação II.09 devem ser introduzidos alguns fatores de correção (P , R e C) que serão discutidos a seguir.

O fator P representa a probabilidade de se encontrar elétrons polarizados. Contudo, convencionou-se que

P não seja contínuo, mas igual a 1 acima de uma energia de corte ($E_0 > 1 \text{ keV}$), e zero em energias mais baixas, quando o íon não consegue se aproximar dos átomos do hospedeiro.

Como o fator X foi calculado utilizando-se funções de onda não relativísticas, e como as velocidades dos elétrons próximos a núcleos com números atômicos (Z) grandes podem se tornar muito altas, foi necessária a introdução do fator R, que leva em conta efeitos relativísticos, e tem a forma:

$$R = 1 + \left(\frac{Z}{84} \right)^{2.5} \quad (\text{II.14})$$

Essa correção é significativa apenas para íons pesados.

O fator $C = (C_{\text{atômico}}) \cdot (C_{\text{íon}})$ contém os efeitos não calculados explicitamente na teoria. $C_{\text{atômico}}$ contém os efeitos provenientes do fato que os elétrons polarizados estão ligados ao hospedeiro e $C_{\text{íon}}$ representa os efeitos devidos à presença de elétrons ligados ao íon, pois no cálculo são considerados elétrons livres.

O valor de v_p da equação II.12 foi a princípio sugerido por LW como sendo próximo, porém menor do que a velocidade de Bohr (v_0). J.L.Eberhardt et al¹⁹ estimaram o valor de $v_p = 0.78 v_0$, através da energia de ligação de elétrons na camada 3d de ferro. Com esse valor, mesmo sendo o esperado segundo LW, foram observadas discrepâncias de 40% em relação aos dados experimentais.

Em virtude dessas discrepâncias v_p foi usado como um parâmetro ajustável (ALW)¹⁵⁻²⁰ a fim de normalizar a teoria com os dados experimentais, pois, as estimativas desse modelo descrevem bem o comportamento qualitativo do campo em função da magnetização do hospedeiro, e em função do número atômico do íon (fig. II.2). Nesse novo contexto é perdido o significado físico de v_p como sendo a média das velocidades dos elétrons polarizados. Como valores baixos de v_p resultam em campos mais intensos, LW utilizaram $v_p = 0.5 v_0$ que ajusta bem os dados experimentais, com um desvio em torno de 25%, bem mais razoável do que para $v_p = v_0$ que estabelece uma discrepância de 50%. O valor de $v_p = 0.38 v_0$ foi escolhido como sendo o valor que melhor ajustava os dados experimentais existentes até 1974. O campo magnético transiente, segundo o modelo de LW, em função da velocidade pode ser visto na figura II.3 para dois valores desse parâmetro ajustável, $v_p = 0.38 v_0$ e $v_p = v_0$.

O modelo de LW foi desenvolvido considerando-se um potencial coulombiano atrativo puro, entretanto o mecanismo de interação entre um íon em recuo e os elétrons do hospedeiro envolve um potencial mais complexo. Cálculos realizados pelos mesmos autores,¹⁵ utilizando um potencial coulombiano atrativo blindado, definido como:

$$V(r) = \frac{-Z e^2 q}{\exp(qr) - 1} \quad (\text{II.15})$$

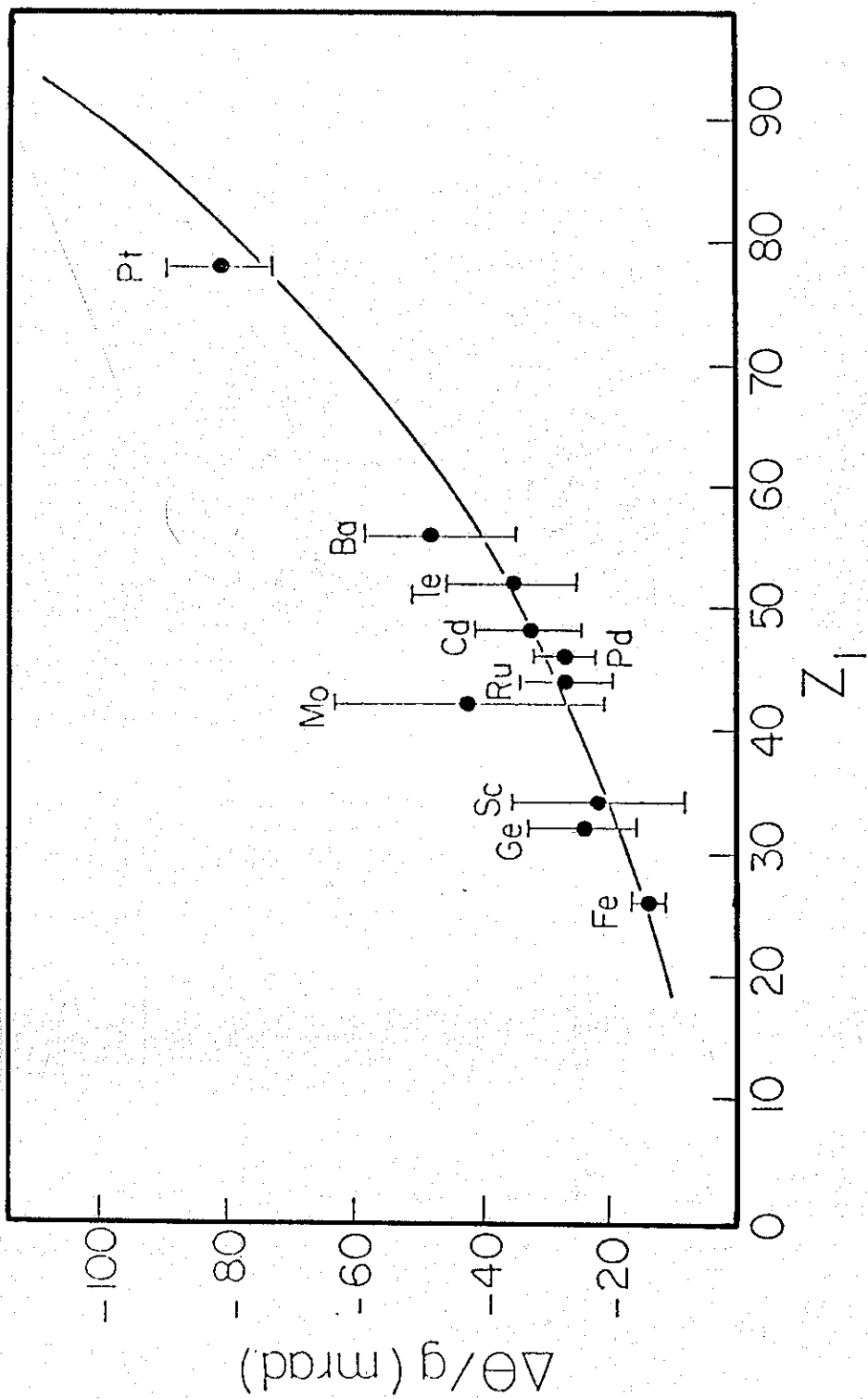


Fig. II.2 - Resultados experimentais dos ângulos de precessão em função do número atômico do íon (Z), e resultados obtidos através da teoria LW (curva cheia)²¹.

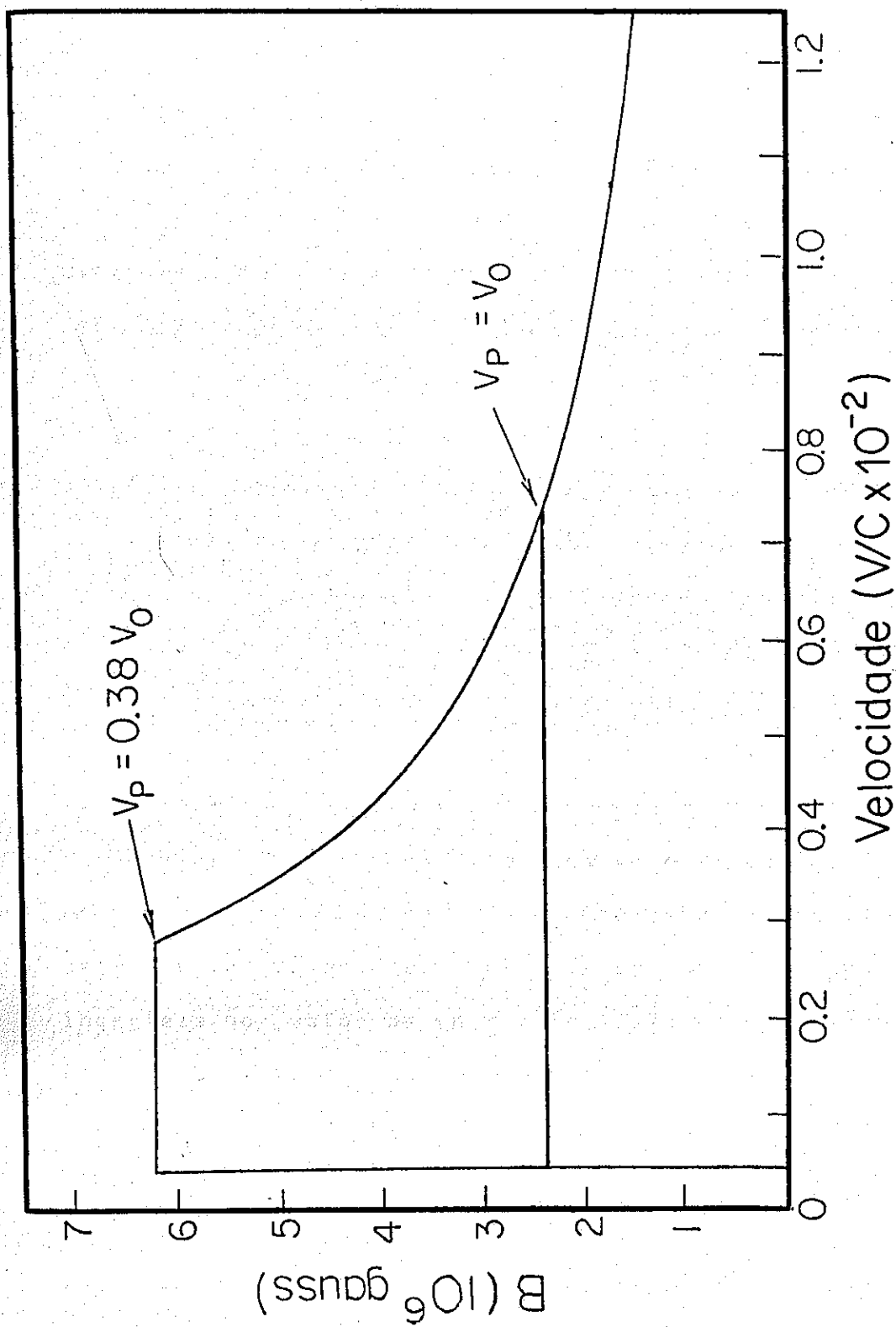


Fig. II.3 - Curva do campo magnético transiente em função da velocidade do íon, calculada segundo a teoria de LW, com $v_p = v_0$ e $v_p = 0.38 v_0$.²¹

$$\frac{1}{q} = a_0 \cdot 0.88 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{-1/2} \quad (\text{II.16})$$

onde Z_2 é o número atômico do hospedeiro, demonstram que o fator de aumento da densidade eletrônica χ_H , obtido através de um potencial de Hulthén, é razoavelmente bem descrito pela equação II.10, calculada através do potencial coulombiano puro sem blindagem. A justificativa para a utilização dessa aproximação é que o aumento da densidade de elétrons polarizados é importante em distâncias próximas ao núcleo (a_0/Z), enquanto que os efeitos de blindagem são importantes em grandes distâncias (a_0/Z^{-33}).²¹

Na figura II.4 é mostrada a precessão do estado dividida pelo fator-g em função do número atômico, onde o campo transiente é calculado para dois valores da velocidade média dos elétrons polarizados (v_p) considerando o potencial de Hulthén e o potencial coulombiano.¹⁹ O único efeito apreciável na inclusão da blindagem é reduzir a intensidade do campo (variações de 20 a 40% dependendo da meia vida do estado e da velocidade inicial do íon). Contudo, como a incerteza no valor de v_p e a inclusão da blindagem produzem um efeito similar na magnitude do campo, optou-se por ajustar v_p aos pontos experimentais e desprezar a blindagem.¹⁹

A teoria de LW foi considerada como um tratamento definitivo para o campo magnético transiente; no entanto, em 1975 o grupo de Bonn-Strasbourg²² observou ser a interação

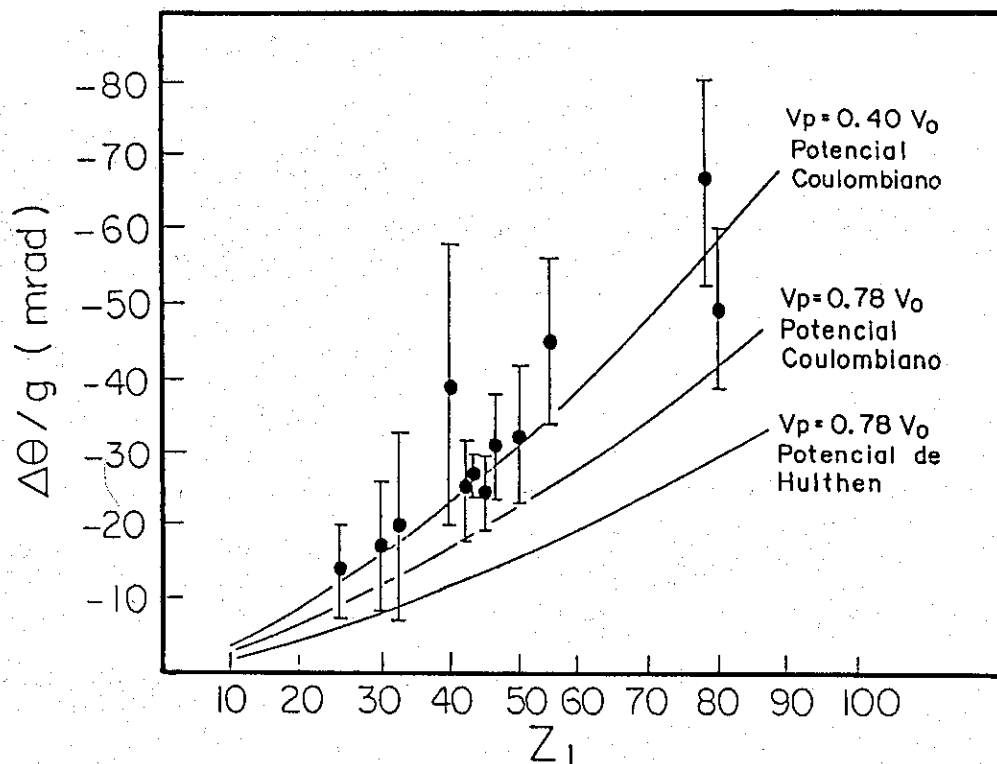


Fig. II.4 - Resultados experimentais dos ângulos de precessão em função do número atômico do íon (Z), e resultados obtidos através da teoria LW com potenciais coulombiano e de Hulthén, com $v_p = 0.4v_0$ e $v_p = 0.78 v_0$.²¹

hiperfina em íons de ^{16}O , em recuo em ferro polarizado, com velocidades iniciais $v = 2.9 v_0$, consideravelmente maior do que a prevista, mesmo pelo modelo ajustado de LW (ALW). Como as discrepâncias nessa e em outras medidas com íons de nitrogênio²³ tinham sido atribuídas ao campo hiperfino estático, J.L.Eberhardt et al²⁴ mediram a rotação em estados 2^+ de íons de ^{28}Si , com velocidades entre $v = 0.8 v_0$ e $v = 3.4 v_0$. Nessa experiência qualquer contribuição devida à interação hiperfina estática foi evitada, já que a meia vida do estado ($\tau = 0.7$ ps) é da ordem de grandeza do tempo de freamento no sólido ferromagnético. Os resultados obtidos demonstraram que o campo transiente aumenta com a velocidade do íon (ao invés de decrescer, como era previsto pela teoria de LW. Medidas no primeiro estado 2^+ de ^{12}C , em velocidades $v = 4 v_0$, também indicavam uma intensa interação magnética que superava em 40 vezes o valor estimado pelo modelo.²⁵

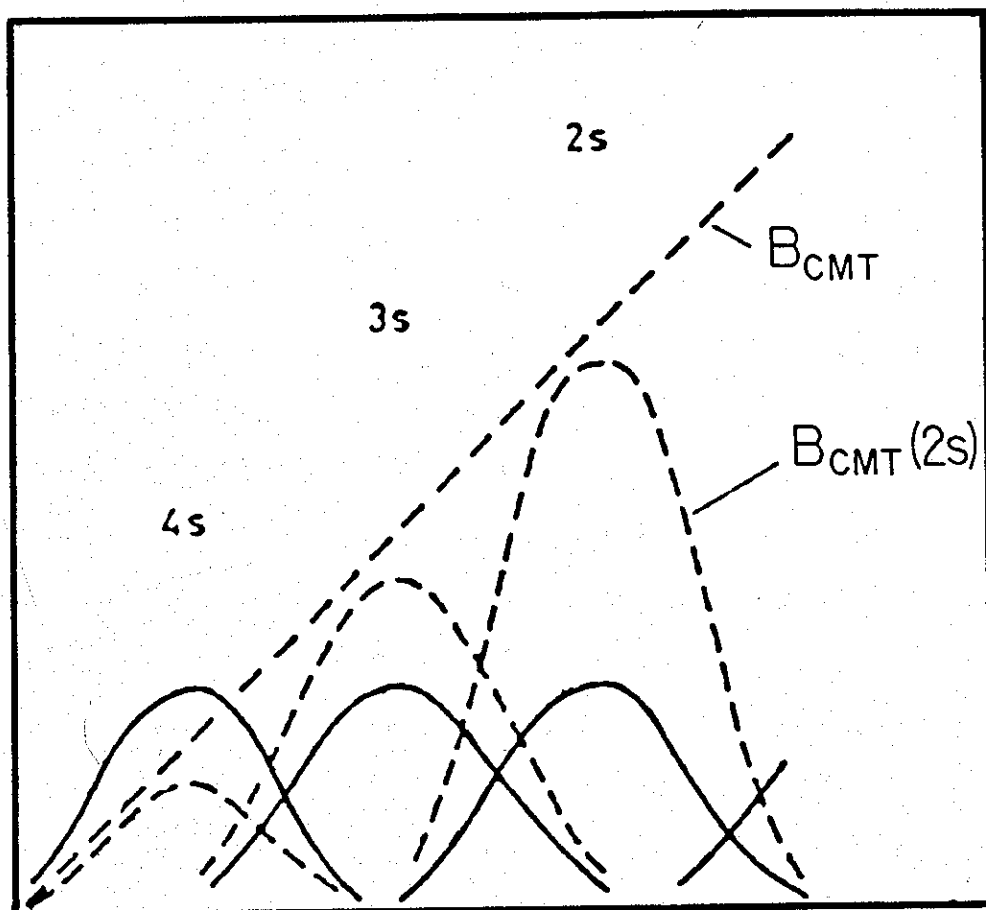
Uma vez certificados da existência de discrepâncias,²²⁻²⁴ foi questionada a validade do modelo de LW para velocidades altas, e nesse sentido foram iniciados intensos estudos do campo transiente em função da velocidade e número atômico do projétil, tanto em ferro como em gadolínio, como hospedeiros.²⁶⁻³³ Foram então propostos mecanismos que interpretassem esse novo comportamento do campo magnético. O grupo Utrecht^{14,24} retomou a idéia sugerida por Borchers et al¹² na qual o campo transiente sobre o núcleo é o resultado das interações hiperfinas com

elétrons desemparelhados polarizados, capturados em camadas internas (ns) do íon durante o processo de freamento no hospedeiro ferromagnético. O mecanismo de espalhamento tratado por LW é eficiente apenas em regiões de baixas velocidades, enquanto que o mecanismo proposto é importante para todas as regiões de velocidades. Vários processos contribuem para que os íons em recuo possuam elétrons desemparelhados polarizados nas camadas ns, os quais serão discutidos com detalhes na próxima seção.

II.2.2 - O Campo Devido a Elétrons Polarizados Ligados em Camadas-S

Não existe uma teoria fechada para o campo transiente devido aos elétrons desemparelhados polarizados em camadas ns. As estimativas são extremamente difíceis de serem feitas, uma vez que é necessário o conhecimento detalhado da configuração eletrônica e a polarização do íon em recuo no sólido ferromagnético; entretanto, a introdução de mecanismos presentes na interação sólido-íon que contribuem para a polarização e o desemparelhamento de elétrons em camadas ns, é suficiente para descrever qualitativamente o aparecimento e o comportamento do campo magnético transiente.

A figura II.5 ilustra esquematicamente o modelo, onde estão graficadas curvas indicando a probabilidade de se



Velocidade

$$B_{CMT} = \sum_n B_{CMT}(ns)$$

$$B_{CMT}(ns) = \sum_{ns} F_{ns} B_{ns}$$

Fig. II.5 - Ilustração esquemática do mecanismo responsável pelo campo transiente segundo o modelo de elétrons ligados polarizados (ELP). As curvas cheias representam frações de vacâncias simples para camadas s de íons pesados. As curvas tracejadas ($B_{CMT}(ns)$) são contribuições do B_{CMT} devido às camadas individuais ns . Nessa figura é indicado que B_{CMT} tenha um crescimento suave em função da velocidade.³⁴

encontrar elétrons desemparelhados nas diversas camadas s em função da velocidade (curva cheia).³⁴ O máximo de probabilidade de se encontrar elétrons desemparelhados para cada camada encontra-se numa velocidade comparável com a energia de ligação da camada. Elétrons desemparelhados nessas camadas produzem um intenso campo magnético na região do núcleo (campo de contato de Fermi). As curvas tracejadas indicam a contribuição desses elétrons desemparelhados, ligados em camadas ns , na magnitude desse campo. Segundo esse modelo, espera-se um aumento suave dessa magnitude em função da velocidade do íon.

Um núcleo excitado com spin I se movendo através de um sólido, com velocidade inicial da ordem de v_0 , atinge o repouso depois de decorrido um intervalo de tempo da ordem de 1 ps. Durante o percurso ocorrem trocas de elétrons com o hospedeiro ferromagnético. O spin nuclear I interage fortemente com o spin instantâneo da configuração eletrônica J através do campo magnético hiperfino, e as interações dos elétrons com o sólido provocam rápidas flutuações em J . O tempo de correlação τ_J dessas flutuações pode ser estimado pelo tempo de troca de elétrons com o meio, que é da ordem de 10^{-15} s para íons com velocidades $v < 10 v_0$, ou seja, estados com energia de ligação de alguns keV.¹⁴ Na figura II.6 estão graficados, para algumas velocidades iniciais, o tempo de equilíbrio de vacâncias desemparelhadas em camadas internas, em função da energia de ligação para íons movendo-

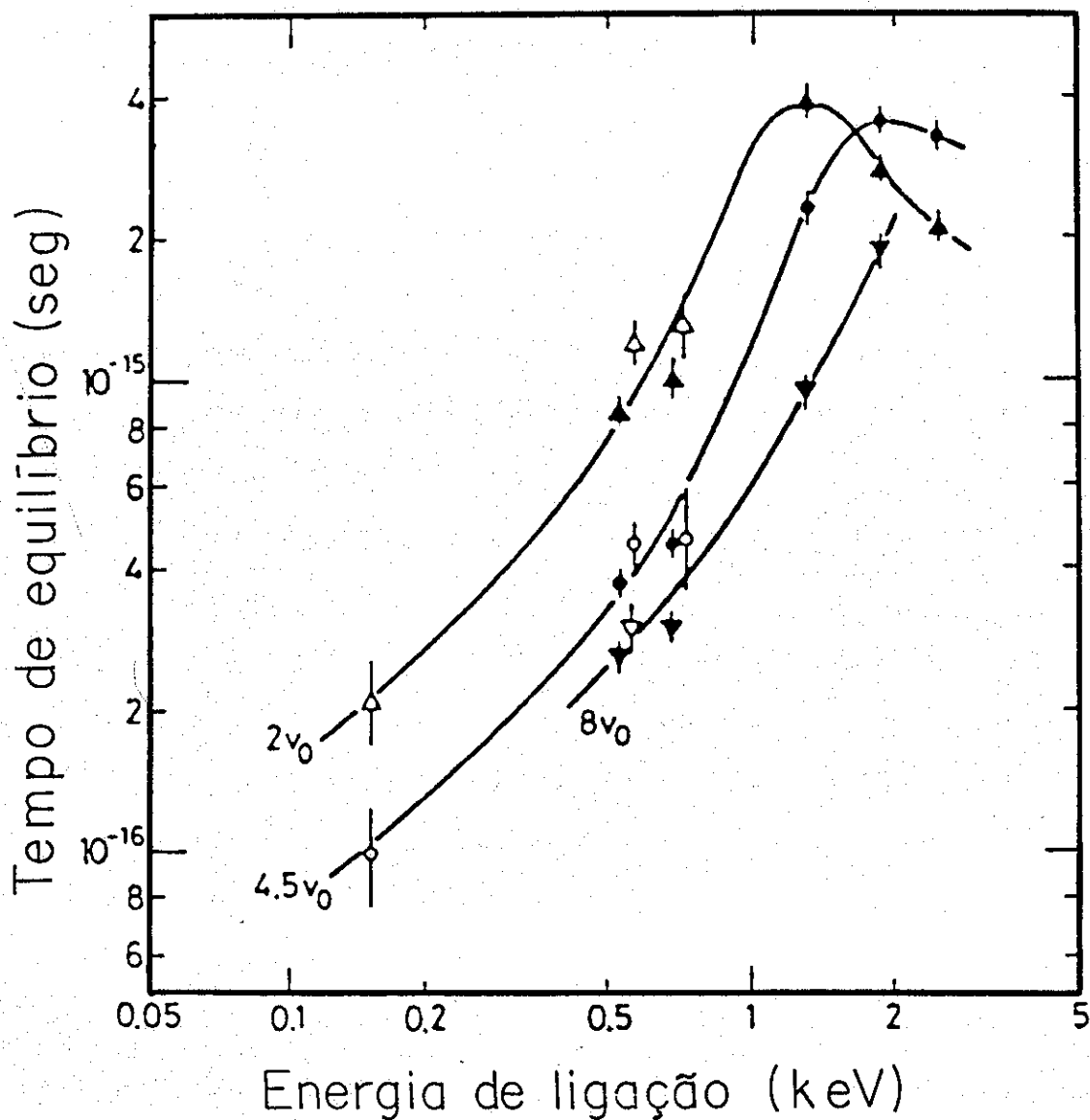


Fig. II.6 - Tempos de equilíbrio de algumas camadas iônicas em função da energia de ligação, para íons se movendo em sólidos em velocidades de $2v_0$, $4v_0$ e $8v_0$. Símbolos cheios representam dados de camadas K de D, F, Mg, Si e S em ferro, e símbolos abertos representam dados de camadas L de Si em Ti, Ti em Cu e camadas M de Ag em Cu. As 3 curvas indicam uma relação entre o tempo de equilíbrio e a energia de ligação.¹⁴

se em sólidos. A frequência das interações hiperfinas é, tipicamente, da ordem de $W_{IJ} \approx 10^{12} \text{ s}^{-1}$.

O produto $W_{IJ} \cdot \tau_J \approx 10^{-3} \ll 1$, indica que cada perturbação é pequena, logo, o momento angular do núcleo (I) e dos elétrons (J) estão desacoplados, e portanto os efeitos de perturbação devem ser escritos em termos de uma média do campo hiperfino.

Se o núcleo for implantado num sólido não polarizado, esse campo médio é nulo e o spin nuclear permanece inalterado; mas se o núcleo estiver se movendo através de um sólido polarizado, ou seja, num sólido com excesso de elétrons com spin numa dada direção, as flutuações de J não serão mais aleatórias, portanto o núcleo deve sentir um campo hiperfino médio não nulo, na direção de um campo externo polarizador do sólido ferromagnético.

O spin eletrônico J refere-se ao acoplamento dos momentos angulares orbital e de spin dos elétrons do íon. Entretanto, a mesma interação que provoca o desacoplamento de J e I, tende a desacoplar as componentes individuais de J, logo, o campo transiente deve ser escrito como uma soma do campo hiperfino médio devido à contribuição de cada elétron ligado polarizado na configuração eletrônica do íon em movimento.¹⁴

$$B_{epl} = \sum_n \xi^{ns}(v) F^{ns}(v) B^{ns} \quad (II.17)$$

onde B^{ns} é o campo de contato sobre o núcleo devido a elétrons ns desemparelhados, F^{ns} representa a fração de íons

carregando elétrons ns desemparelhados e ξ^{ns} o grau de polarização desses elétrons.

As hipóteses de desacoplamento do momento angular orbital e de spin (J) para todos os elétrons é correta para elétrons em camadas externas, onde a frequência do acoplamento de J é menor do que a frequência de troca com o sólido. Contudo, para alguns acoplamentos de elétrons em camadas internas as duas frequências são comparáveis. Mesmo assim a equação II.17 ainda é aplicável no sentido de que o acoplamento das componentes individuais de J, induz uma alteração no grau de polarização dos elétrons ns envolvidos.

O cálculo do campo magnético transiente resultante de elétrons polarizados envolve o campo de contato B^{ns} devido a elétrons ns desemparelhados, sendo que os termos importantes para núcleos leves são B^{1s} e B^{2s} enquanto que para sistemas mais pesados são os termos B^{3s} , B^{4s} , B^{5s} . As estimativas para B^{ns} podem ser calculadas com boa precisão para todos os valores de Z, incluindo blindagem, tamanho finito do núcleo e efeitos relativísticos,¹⁴ mas nem ξ^{ns} nem F^{ns} são conhecidos. F^{ns} se refere ao estado iônico dentro do sólido e não pode ser relacionado com o estado de carga após atravessá-lo, e portanto de difícil determinação experimental. ξ^{ns} e F^{ns} devem ser entendidos como valores de equilíbrio devidos aos vários mecanismos que contribuem para a sua formação. A probabilidade de se encontrar elétrons desemparelhados nos orbitais ns (F^{ns}) resulta de mecanismos como excitação e de-excitação, e de captura e

ionização, enquanto que os processos que contribuem para transferência de polarização (ξ^{ns}) são as interações diretas com o sólido, como captura e perda de elétrons, e as interações entre os próprios elétrons dos íons, devido às forças de troca, acoplamento spin-órbita, excitação e de-excitação. Pode-se notar que alguns mecanismos são responsáveis tanto pelo aumento do número de elétrons desemparelhados em camadas ns, como também, responsáveis pela transferência de polarização.

II.2.2.1 - O Campo Magnético de Contato

De acordo com a equação II.06, o campo de contato devido a um elétron não relativístico é dado por:¹³

$$B_{ns}(Z) = 0.167 \left(\frac{Z}{n} \right)^3 \text{ MG} \quad (\text{II.18})$$

que reflete a densidade eletrônica na região do núcleo.

N.Rud e K.Dybdal,¹⁴ estimaram o campo magnético de contato devido a um elétron desemparelhado num átomo ionizado, utilizando-se do formalismo de Hartree-Fock, e levando-se em conta efeitos relativísticos, e de blindagem. Resultados desses cálculos podem ser vistos na figura II.7, onde são graficados os valores do campo magnético em unidades de $1/8(Z/n)^3$ MG, em função do número atômico do íon. As linhas pontilhadas na figura representam o campo

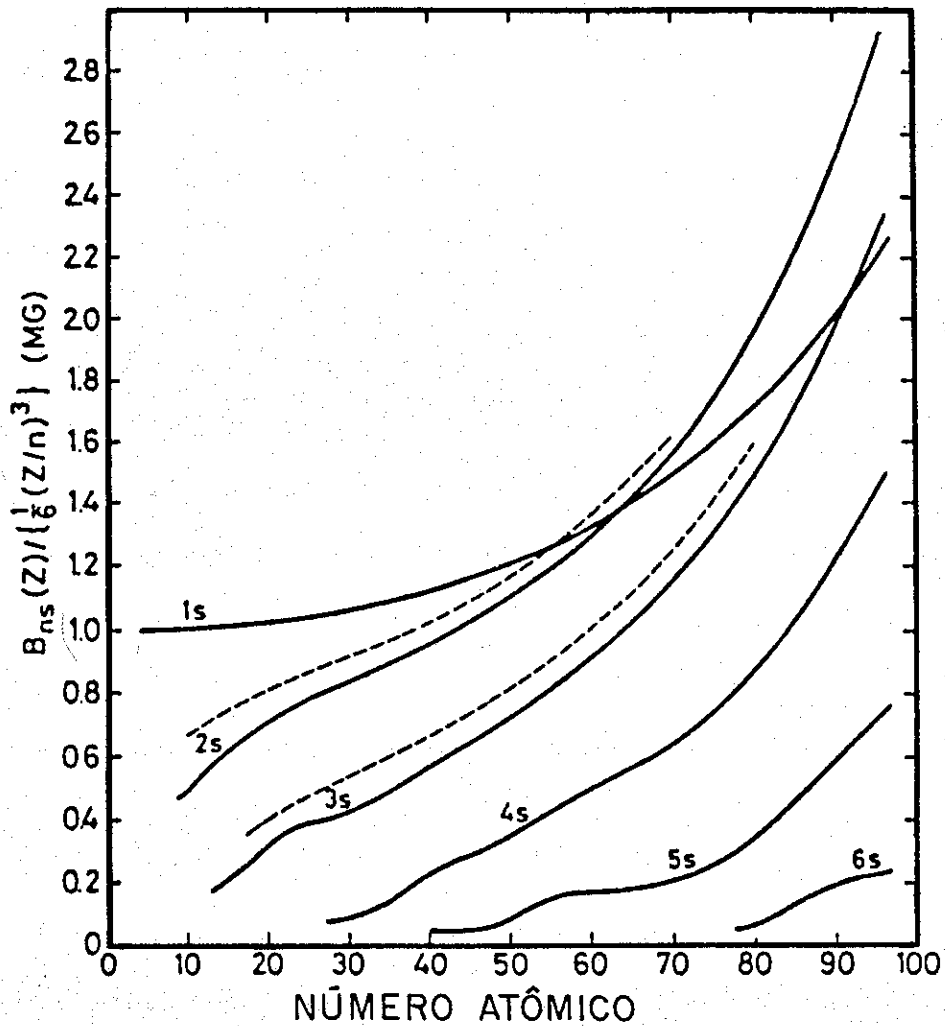


Fig. II.7 - Campo magnético de contato em unidades de $(1/6)(Z/n^3)$ devido a um elétron-s desemparelhado em um átomo ionizado, mostrado em função do número atômico (curva cheia). As linhas tracejadas representam os campos para elétrons desemparelhados em camadas 2s e 3s, os quais apresentam camadas 2p, 3p e 3d preenchidas pela metade.¹⁴

para elétrons desemparelhados 3s e 4s onde as camadas 2p, 3d e 3p são preenchidas com a metade de elétrons possíveis.

II.2.2.2 - Fração de Íons com Elétrons-S Desemparelhados

A probabilidade de se encontrar elétrons desemparelhados nos orbitais ns, resulta da competição entre processos de excitação e de-excitação e processos de captura e ionização. Não se tem o conhecimento detalhado desses processos, principalmente para íons recuando em sólidos. Entretanto, medidas da população de camadas K de íons atravessando materiais ferromagnéticos podem fornecer evidências dos processos mais relevantes. Essas medidas foram realizadas¹⁴ através da observação dos raios X das camadas K, com as quais se obteve as frações de equilíbrio de vacâncias K simples,³⁵ para vários íons penetrando em ferro, em várias velocidades. O método utilizado nessas medidas não possibilitou a distinção entre vacâncias simples ou duplas. Contudo, os resultados foram obtidos de acordo com a hipótese de que os processos duplos são desprezíveis, e que as seções de choque obedecem às relações $\sigma_{01} = 2\sigma_{12}$ e $\sigma_{21} = 2\sigma_{10}$, onde σ_{ij} representa a seção de choque para as transições do estado i para o estado com j vacâncias K. Segundo tais hipóteses o valor de equilíbrio das frações das vacâncias K é dado por:

$$F_{1s} = \frac{2 \sigma_{10} \sigma_{12}}{(\sigma_{10} + \sigma_{12})^2} \quad (\text{II.19})$$

De acordo com essa equação F_{1s} atinge seu valor máximo de 0.5 quando $\sigma_{10} \approx \sigma_{12}$.

Os resultados obtidos podem ser vistos na figura II.8, onde são graficadas as frações de vacâncias K simples (F_{K^*}) para vários íons em ferro com várias velocidades. Pode-se notar que um aumento do número atômico numa dada velocidade deve diminuir F_{K^*} , mas de acordo com a equação II.17 o produto $F_{K^*} \cdot B_{K^*}$ deve aumentar devido à dependência Z^3 do campo de contato, enquanto que com o aumento da velocidade, elétrons das camadas s mais internas devem se ionizar, e portanto o campo transiente deve aumentar, uma vez que B_{K^*} é proporcional a n^{-3} . Nessa figura são também observados vários comportamentos diferentes em relação ao número atômico e à velocidade do íon, os quais serão discutidos a seguir.

Na região de velocidades altas ($v/v_0 \geq Z_1/2$), para íons O, F, Ne, Mg, Si e S, recuando em ferro, a fração de vacâncias K simples é caracterizada pela captura de elétrons, principalmente da camada L do átomo de ferro, e também pela ionização e excitação provocada pela interação coulombiana com as cargas blindadas do átomo hospedeiro. Para íons de Si recuando em ferro é verificada uma diminuição de vacâncias em velocidades abaixo de $6v_0$, que é devida a elétrons Auger e decaimento de elétrons das camadas

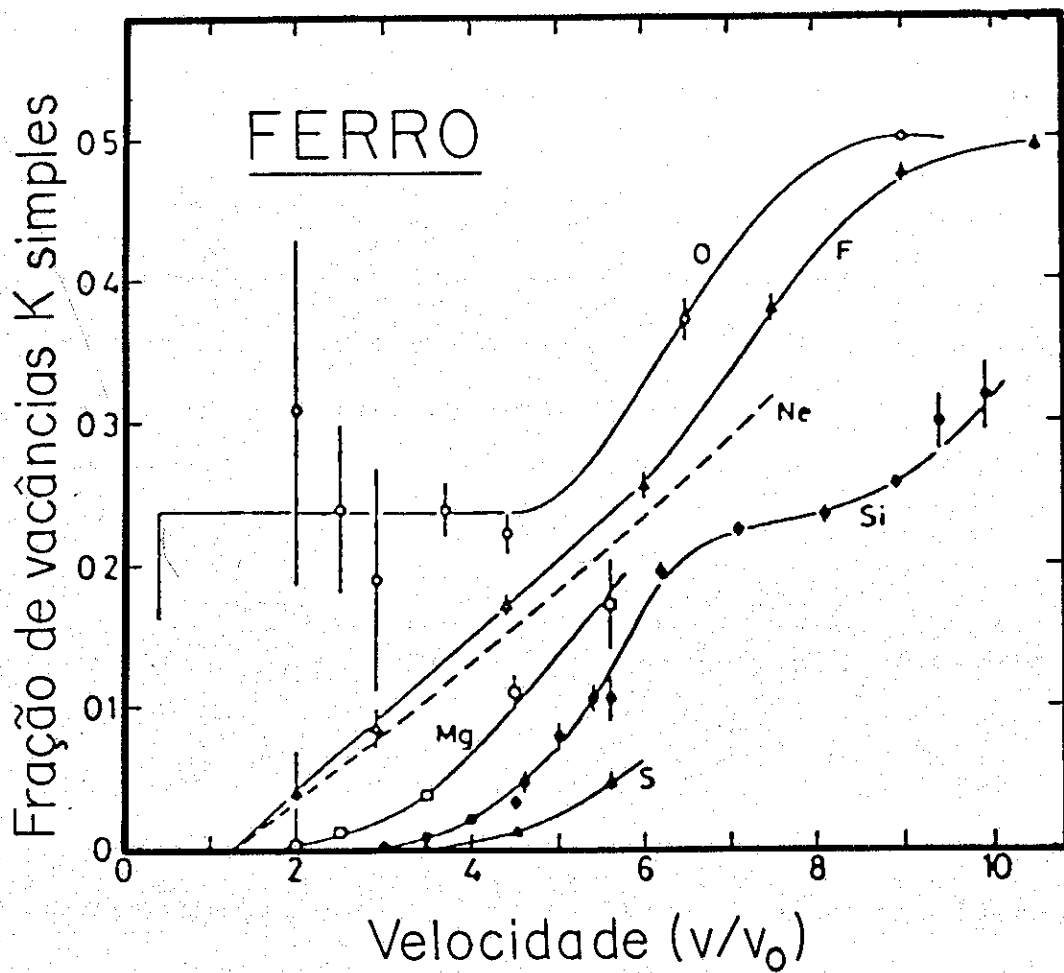


Fig. II.8 - Fração de vacâncias K simples no equilíbrio para íons penetrando ferro. A curva tracejada indica os valores esperados para íons Ne.¹⁴

L com emissão de raios-X característicos.³⁴ No processo Auger, um átomo excitado reduz sua excitação, emitindo um elétron, enquanto que, simultaneamente, outro elétron na mesma camada, decai para uma camada mais interna.³⁴

Na região de velocidades baixas é observada uma enorme diferença na fração de vacâncias K simples para os íons vizinhos F e D penetrando em ferro. Esses comportamentos distintos podem ser entendidos em termos da formação de orbitais moleculares (MO).³⁷⁻³⁹ Segundo esse modelo, os orbitais de dois átomos se correlacionam ao se aproximarem em baixas velocidades formando outros orbitais, correspondentes àqueles de um sistema diatômico de acordo com a figura II.9.¹⁴ No caso do sistema D+Fe, as vacâncias existentes no orbital molecular $3d\sigma$, onde σ caracteriza a projeção do momento angular $m = 0$, são transferidas exclusivamente do orbital 3d do ferro, ao orbital 1s do D, após a separação, enquanto que em colisões entre F+Fe essas vacâncias são compartilhadas entre os orbitais 1s do F e 2p do Fe, devido à proximidade em energia desses dois orbitais.³⁴ O comportamento das curvas de vacâncias K simples em velocidades baixas para íons S, Si e Mg, apresenta uma diminuição suave com a velocidade, que pode ser explicada pelo decaimento espontâneo de elétrons em camadas mais externas.¹⁴

Uma estimativa da fração das vacâncias em camadas ns mais externas é prejudicada pela presença de outros orbitais numa mesma camada. Entretanto, espera-se que a

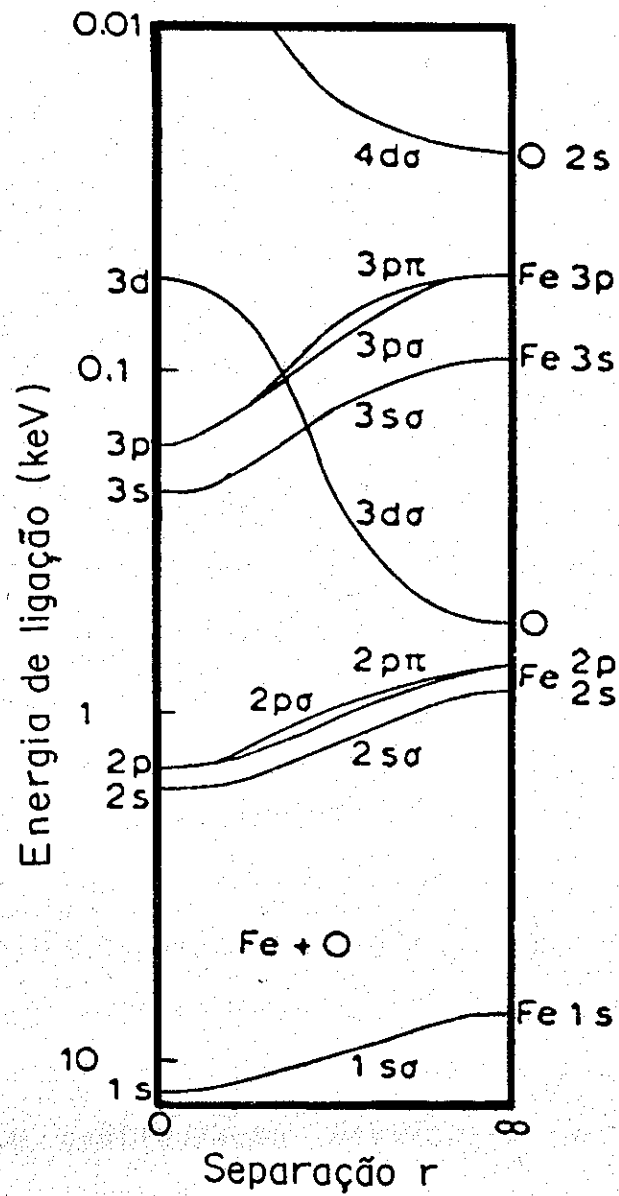


Fig. II.9 - Diagrama de correlação do sistema diatômico assimétrico $\text{O} + \text{Fe}$ para átomos neutros.¹⁴

fração das vacâncias ns tenha um máximo de aproximadamente 0.5, que é alcançado em velocidades do íon ao redor da velocidade orbital do elétron ns, enquanto que para velocidades baixas a formação de orbitais moleculares (MO), provoca o aparecimento de efeitos similares àqueles observados para 0 em ferro.¹⁴

II.2.2.3 - Grau de Polarização

A fonte da polarização para elétrons nas camadas ns do íon em recuo num material ferromagnético polarizado, é estabelecida pelo excesso de elétrons polarizados nas camadas M+N de ferro ($2.2 \mu_B/\text{atm}$), cobalto ($1.7 \mu_B/\text{atm}$) e níquel ($0.6 \mu_B/\text{atm}$) ou nas camadas N+D no caso de gadolínio ($7.2 \mu_B/\text{atm}$).¹⁴ Esses elétrons são pouco ligados, e pelo menos dois processos devem participar na transferência dessa polarização aos elétrons ligados do íon. O primeiro é devido a interações diretas com o sólido, como captura e perda de elétrons, e o outro é devido às interações entre os próprios elétrons da configuração eletrônica do íon, através de forças de troca ("spin exchange") e acoplamento spin-órbita, assim como processos de excitação e de-excitação. Em geral essas duas formas de interação dependem do número atômico, da velocidade do íon em recuo, bem como do orbital em questão.

O processo de captura eletrônica¹⁴ deve contribuir para a polarização dos elétrons ligados se uma fração significativa dos elétrons capturados forem provenientes das bandas polarizadas do hospedeiro ferromagnético. Cálculos realizados para íons penetrando sólidos em velocidades ($v/v_0 < 7$),¹⁴ além de resultados experimentais^{14,34} para íons O, F, Ne, Mg, Si e S indicam que a captura de elétrons na camada L de íons leves ($Z < 28$) em recuo em ferro, é dominada por elétrons provenientes das camadas M e N do ferro, assim como a captura de elétrons nas camadas M de íons pesados. Por outro lado, elétrons capturados na camada K (L) de íons leves (pesados) são provenientes da camada L do ferro, ou da camada M de gadolínio. Nesse caso, não há transferência direta de polarização através de captura eletrônica. A polarização pode ser transferida indiretamente à camada K de íons leves através de processos Auger em elétrons das camadas L, enquanto que para íons pesados esses processos podem transferir a polarização da camada M para a camada L.

Se os íons em recuo capturarem elétrons provenientes das camadas M e N de Fe, Co e Ni, é esperado um grau de polarização para elétrons em camadas externas do íon de $\xi = 2.2/16 = 0.14$ para ferro (16 elétrons), $\xi = 1.7/17 = 0.10$ para cobalto (17 elétrons), e $\xi = 0.6/18 = 0.03$ para níquel (18 elétrons). Do mesmo modo, é esperado um grau de polarização $\xi = 7.2/36 = 0.20$, se os elétrons forem capturados das camadas N, O e P dos átomos de gadolínio

(36 elétrons). Eberhardt et al.¹⁶ mostraram que um valor de $\xi = 0.13$, juntamente com estimativas de F_n^* podem reproduzir algumas propriedades observadas do campo transiente de ferro.

A polarização também pode ser obtida através da captura de elétrons polarizados em estados fracamente ligados e transferida para camadas mais internas por decaimento espontâneo, excitação por colisão e "spin-exchange coupling".

Processos de decaimento espontâneo podem transferir polarização de elétrons em camadas mais externas para os orbitais s mais internos, em analogia à transferência de polarização por captura eletrônica. Esse mecanismo deve ser eficiente em orbitais fortemente ligados e em baixas velocidades, onde a de-excitação eletrônica deve competir com outras maneiras de aniquilação de vacâncias. O processo de excitação por colisão deve contribuir para a produção de vacâncias com magnitude comparável aos processos de ionização. Nesses casos a polarização de elétrons em camadas externas provoca excitação, dependente do spin, que resulta numa polarização do elétron desemparelhado remanescente na camada mais interna.

Espera-se que a maioria dos processos discutidos, baseados na presença de elétrons em camadas externas, percam a sua magnitude em velocidades mais altas quando essas camadas são totalmente ionizadas.

Existem vários mecanismos possíveis de transferência de polarização, contudo, com o conhecimento atual da interação sólido-íon, não é possível calcular ξ exatamente, e somente o próprio campo transiente pode fornecer informações sobre o grau de polarização das vacâncias. Usando-se as frações de íons carregando elétrons desemparelhados (F_n^*), e o campo de contato calculado (B_n^*), pode-se estimar, através da equação II.17, qual o valor de ξ^{ns} necessário para explicar o campo transiente.⁴⁰

A complexidade e a quantidade de processos envolvidos, tanto na estimativa da fração de íons com elétrons desemparelhados, como o grau de polarização desses elétrons, impedem uma descrição precisa do campo transiente, tanto qualitativa como quantitativamente em todas as regiões de velocidades. Entretanto, a fim de utilizar o campo magnético transiente em medidas de fatores giromagnéticos de estados excitados de meia vida curta, foram propostas algumas parametrizações do campo transiente, que serão descritas a seguir.

II.3 - Parametrizações

Como não existe uma teoria que forneça informações suficientes para a determinação da magnitude do campo transiente, alguns grupos^{26, 41, 42} propuseram parametrizações

semi-empíricas do campo em função da magnetização do hospedeiro, da velocidade e do número atômico do íon em voo.

As informações extraídas das medidas do campo transiente em núcleos com fatores-g conhecidos, responsáveis pelas parametrizações, juntamente com os resultados das frações das vacâncias K em íons penetrando sólidos, fornecem interpretações qualitativas sobre a origem do campo transiente.^{14,43-44} No intuito de apresentar resumidamente as características conhecidas do campo transiente em ferro, é apresentado na figura II.10 o comportamento da razão B_{CMT}/Z_1 , em função da velocidade dos íons em recuo.³⁴ Pode-se dividir o gráfico em três regiões de velocidades. Na região 2, a curva cheia representa um comportamento geral do campo transiente para íons pesados ($Z \geq 14$); contudo, na região 1 não existe uma dependência simples nem em v ou Z . Embora não exista nenhuma informação empírica sobre o campo na região 3, dados obtidos pelo grupo Chalk River,⁴¹⁻⁴⁷ em velocidades entre 6 e 10 v_0 , indicam que o campo transiente satura, e é esperado que o campo decresça para velocidades acima de 10 v_0 . A informação existente sobre campos com a utilização de Gd como material ferromagnético concorda com a forma dada na figura II.10, embora o valor absoluto do campo, na região 2, seja maior por um fator de 1.4 a 1.5.³⁴ Poucos experimentos foram realizados com a utilização de folhas ferromagnéticas de Ni e Co.

As parametrizações do campo descrevem uma dependência aproximada em função de v e Z e não devem ser

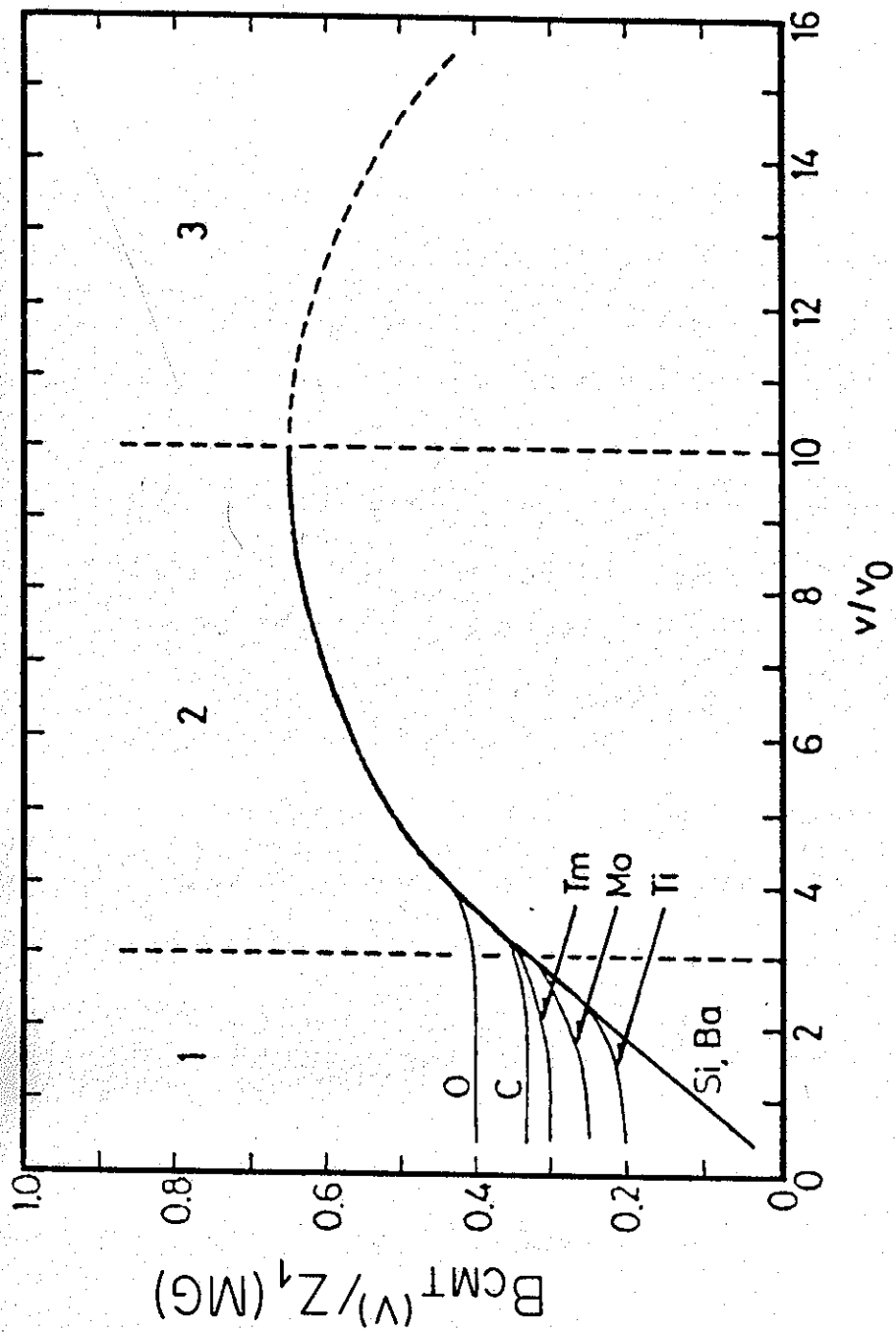


Fig. II.10 - Representação esquemática do campo magnético transiente medido (B_{CMT}/Z), mostrado em função da velocidade. As três regiões de velocidade indicam propriedades diferentes do CMT.³⁴

usadas em velocidades baixas ($v \leq 3v_0$), onde os efeitos de orbitais moleculares no campo transiente se tornam importantes, e onde se pode notar ainda (figura II.10) descontinuidades indicando que o campo transiente não pode ser aproximado por uma dependência linear em função do número atômico.^{4*} As parametrizações são válidas na região 2 ($3v_0 < v < 10v_0$), e todas concordam com o fato do campo transiente ter uma dependência aproximadamente linear com o número atômico do projétil, e com a magnetização do material ferromagnético, assim como descrevem um mesmo comportamento de crescimento suave em função da velocidade do íon. Esse comportamento pode ser justificado qualitativamente no contexto de elétrons ligados polarizados (elp), onde as contribuições das camadas ns para o CMT se sobrepõem sugerindo um crescimento suave do campo com a velocidade do íon (fig. II.5).

Algumas parametrizações existentes, originárias dos grupos de Chalk River, Rutgers e Melbourne, são apresentadas a seguir.

1- Chalk River^{4*} (CR)

$$B = 19.0 Z \left(\frac{v}{v_0} \right) e^{-0.12(v/v_0)} \text{ tesla} \quad (\text{II.20})$$

2- Rutgers²⁶ (RU)

$$B = 96.7 Z^{1.1} M \left(\frac{v}{v_0} \right)^{0.45} \text{ tesla} \quad (\text{II.21})$$

3- Melbourne⁴² (PAR 1 e PAR 2)

$$B = a Z \left(\frac{v}{v_0} \right) \left[1 + e^{(7v_0 - v)/\sigma v_0} \right]^{-1} \text{ tesla (II.22)}$$

onde para $\sigma = 2$ e $a = 12.6$ (PAR 1), e para $\sigma = 3$ e $a = 13.5$ (PAR 2)

Na figura II.11 estão graficadas essas parametrizações, juntamente com algumas medidas do campo transiente de Fe em Fe e Cr em Fe.⁴² Pode-se observar que em velocidades entre 2 e $7v_0$ todas as curvas têm um mesmo comportamento.

Convém ressaltar que em velocidades baixas $v \leq 3v_0$, a dependência do campo transiente com a magnetização do sólido ferromagnético, do número atômico e da velocidade do íon não deve ser simples. O campo devido ao espalhamento coulombiano deve ser grande, e além disso, os efeitos resultantes dos orbitais moleculares devem favorecer o aparecimento de discontinuidades em relação ao número atômico do íon, sempre que a energia de ligação da enésima camada for igual àquela das camadas L de ferro, níquel e cobalto e M de gadolínio. Esses efeitos foram observados pelo grupo de Melbourne para Pd, Ag⁴⁷ e W, Pt⁵⁰ recuando em ferro em velocidades baixas. Nestes casos o campo transiente sobre núcleos de Pd e W se apresentou maior do que o campo sobre núcleos de números atômicos próximos, Ag e Pt. Esse comportamento pode ser entendido qualitativamente no contexto de orbitais moleculares, uma vez que os níveis dos

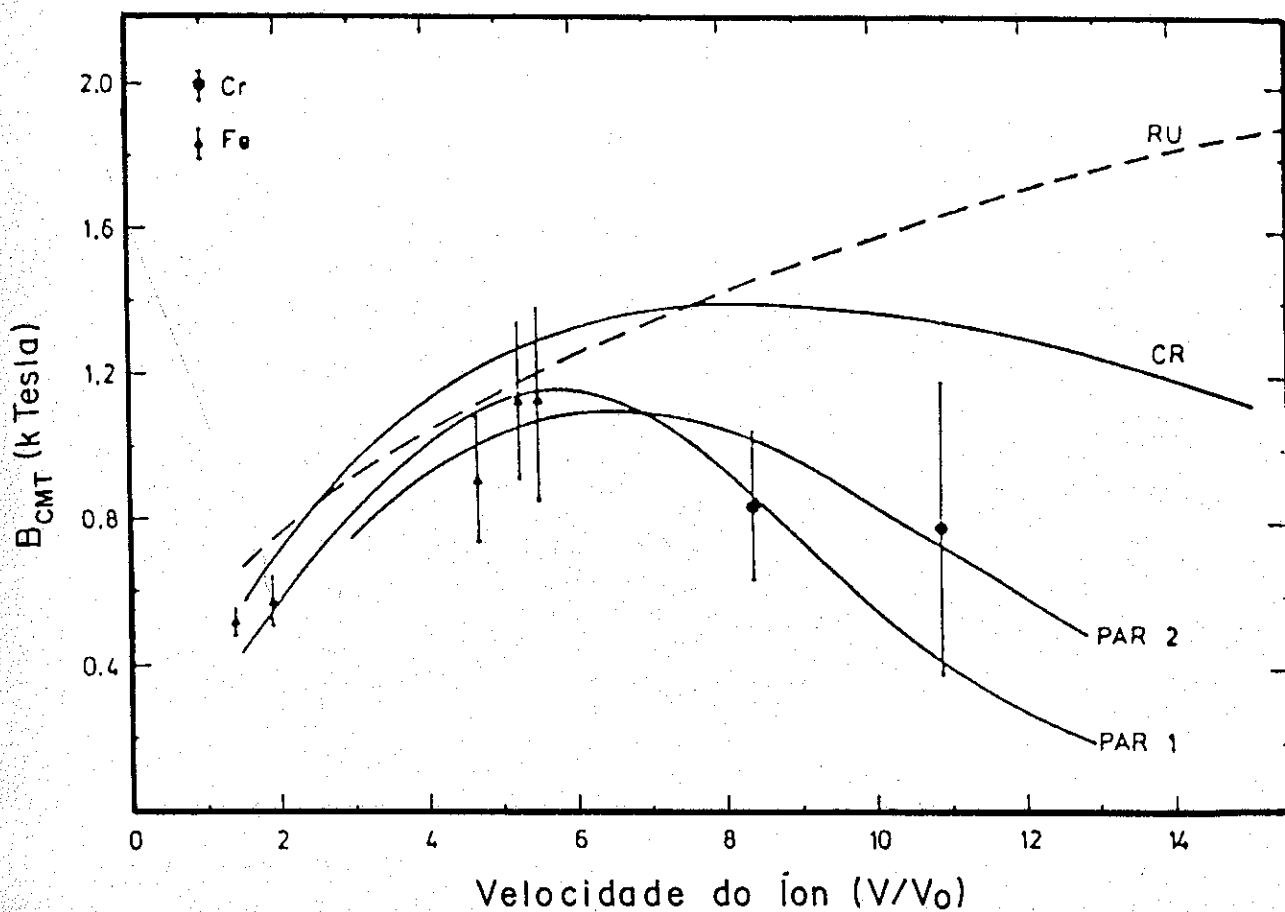


Fig. II.11 - Curvas de algumas parametrizações do campo magnético transiente em função da velocidade do íon. (RU - Rutgers), (CR - Chalk River), (PAR1 e PAR2 - Melbourne). São também graficados alguns resultados da magnitude do campo transiente para íons Fe e Cr recuando em ferro.⁴²

íons (3s Ag) e (4s Pt) são praticamente degenerados com o orbital 2p do ferro, enquanto que os níveis 3s (Pd) e 4s (W) estão bem acima. Portanto a produção de vacâncias nos níveis 3s (Ag) e 4s(Pt) é diminuída uma vez que deve ser compartilhada com a camada L do ferro. Essa descontinuidade pode ser, em alguns casos, mascarada uma vez que o campo magnético devido ao espalhamento em baixas velocidades é relativamente alto e varia suavemente em função do número atômico do íon em recuo.¹⁴

É de se espantar que mecanismos tão complexos, como os que foram discutidos possam resultar em dependências tão simples tanto em Z , como na magnetização, e principalmente em função da velocidade dos íons, mas ainda são necessários mais dados experimentais para uma melhor interpretação dos mecanismos propostos e mesmo para a inclusão de novos modelos para um completo entendimento do campo magnético transiente.

III. A EXPERIÊNCIA

III.1 - Perturbação da Distribuição Angular (PAD)

A determinação do fator-g de um estado nuclear é obtida através da técnica da perturbação da distribuição angular (PAD).¹ Essa técnica consiste, basicamente, em observar a rotação da distribuição angular dos raios gama emitidos no decaimento do estado, provocada pela interação de um campo magnético com o momento magnético nuclear.

Neste trabalho, os estados nucleares são populados por excitação coulombiana,² através do bombardeamento de um alvo por um feixe de íons pesados. Os núcleos do alvo alinhados e excitados penetram num material ferromagnético, que é polarizado por um campo magnético externo, aplicado perpendicularmente à direção do feixe. A partir do momento em que penetram no material ferromagnético, os íons sentem a presença de um intenso campo magnético. A interação entre esse campo e o momento magnético do estado provoca uma

precessão do spin nuclear ao redor da direção do campo. A frequência dessa rotação é dada pela precessão de Larmor:

$$\omega_L = \frac{-\mu_N g B}{\hbar} \quad (\text{III.01})$$

onde g é a razão giromagnética, μ_N o magneton nuclear, e B o campo magnético. A precessão de Larmor pode ser escrita como:

$$\omega_L = \frac{d\Phi}{dt} \quad (\text{III.02})$$

onde Φ é a rotação média do spin nuclear provocada pela interação com o campo magnético, e é dado por:¹³

$$\Phi = - \left[\frac{g \mu_N}{\hbar} \right] \int B(t) \exp \left[- \frac{t}{\tau} \right] dt \quad (\text{III.03})$$

onde τ é a vida média do estado e $B(t)$ o campo magnético total. Pode-se escrever a equação acima em termos das velocidades do íon em recuo:¹⁴

$$\Phi = - \left[\frac{g \mu_N}{\hbar} \right] \left\{ M_1 \frac{\int_{v_i}^{v_f} B_{\text{CMT}}(v) \exp \left[\frac{-t(v)}{\tau} \right] dv}{\frac{dE}{dx}(v)} + B_e \tau \exp \left[\frac{-t_e}{\tau} \right] \right\} \quad (\text{III.04})$$

onde M_1 é a massa do íon em recuo, v_i e v_f as velocidades iniciais e finais dos íons ao atravessarem a folha

ferromagnética, t_0 é o tempo de freamento, τ é a vida média do estado, $dE/dX(v)$ o poder de freamento do material ferromagnético, B_{cMT} o campo magnético transiente e B_0 o campo hiperfino estático. Os íons sentem a presença do campo magnético transiente (B_{cMT}) durante o tempo de trânsito no material ferromagnético (≈ 0.5 ps), na mesma direção do campo externo. O segundo termo deve ser incluído quando os íons são totalmente freados no material ferromagnético, quando então sentem a presença de um campo hiperfino estático.

Em geral raios gama emitidos por núcleos orientados apresentam uma distribuição angular anisotrópica, em relação a um eixo de quantização, dada por:⁵¹

$$W(\theta) = \sum_K A_K P_K(\cos \theta) \quad (\text{III.05})$$

onde $P_K(\cos \theta)$ são os polinômios de Legendre, e θ o ângulo de observação. Mas, devido à interação entre o momento magnético do estado e o campo magnético, essa distribuição é alterada, e a nova distribuição angular observada é $W(\theta \pm \phi)$, onde os sinais correspondem a duas direções de polarização do campo magnético externo.

A quantidade ϕ relaciona o campo e o momento magnético nuclear do estado, e pode ser determinada através da observação da distribuição angular, com detetores em ângulos fixos, através da diferença no número de contagens quando a polarização do material ferromagnético for

invertida. Essa inversão é realizada periodicamente a fim de evitar erros sistemáticos.

Considerando-se apenas um detetor posicionado num ângulo θ , com feixe constante, e dados sendo coletados durante um intervalo de tempo fixo para as duas direções de polarização, o número de contagens é proporcional a:

$$N_{\pm}^0 = W(\theta_0 \pm \phi) \quad (\text{III.06})$$

Em primeira ordem, pode-se escrever

$$N_{\pm}^0 = W(\theta_0) \pm \left. \frac{dW}{d\theta} \right|_{\theta_0} \phi \quad (\text{III.07})$$

Definindo

$$\epsilon = \frac{N_+^0 - N_-^0}{N_+^0 + N_-^0} \quad (\text{III.08})$$

e

$$p = \frac{N_+^0}{N_-^0} \quad (\text{III.09})$$

então

$$\epsilon = \frac{p - 1}{p + 1} \quad (\text{III.10})$$

substituindo III.07 em III.08, vem:

$$\epsilon = \frac{1}{W} \left. \frac{dW}{d\theta} \right|_{\theta_0} \phi \quad (\text{III.11})$$

Definindo

$$SL = \frac{1}{W} \left. \frac{dW}{d\theta} \right|_{\theta_0} \quad (\text{III.12})$$

que é a inclinação logarítmica da distribuição angular, vem:

$$\phi = \frac{\epsilon}{SL} \quad (\text{III.13})$$

e a quantidade ϕ é obtida da medida de SL e ϵ

O número de contagens deve ser corrigido por alguns fatores como a eficiência (ϵ) e o ângulo sólido (Ω) do detetor, de raios gama, e o número de núcleos excitados com o campo magnético externo em cada uma das direções (n_{\pm}).

Com isso ϵ será:

$$\epsilon = \frac{N_+^0 e n_+ \Omega - N_-^0 e n_- \Omega}{N_+^0 e n_+ \Omega + N_-^0 e n_- \Omega} \quad (\text{III.14})$$

$$\epsilon = \frac{N_+^0 n_+ - N_-^0 n_-}{N_+^0 n_+ + N_-^0 n_-} \quad (\text{III.15})$$

Como está sendo usado o mesmo detetor nas duas polarizações, as correções devidas à eficiência e ao ângulo sólido são canceladas.

Utilizando-se dois detetores posicionados em ângulos tais que

$$SL(\theta_1) = - SL(\theta_2) \quad (\text{III.16})$$

e sendo ϕ uma quantidade física independente do ângulo em que é medida, de acordo com a equação III.13, vem

$$\phi = SL(\theta_1)^{-1} \epsilon_1 = SL(\theta_2)^{-1} \epsilon_2 \quad (\text{III.17})$$

e

$$\epsilon_1 = -\epsilon_2 = \epsilon \quad (\text{III.18})$$

Invertendo a equação III.10 obtém-se

$$p_1 = \frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} \quad (\text{III.19})$$

e

$$p_2 = \frac{1 - \epsilon}{1 + \epsilon} \quad (\text{III.20})$$

definindo p como sendo a média geométrica de p_1 e p_2

$$p = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/2} \quad (\text{III.21})$$

$$p = \left(\frac{N_{1+}^0 n_+}{N_{1-}^0 n_-} \cdot \frac{N_{2-}^0 n_-}{N_{2+}^0 n_+} \right)^{1/2} \quad (\text{III.22})$$

logo

$$p = \left(\frac{N_{1+}^0 N_{2-}^0}{N_{1-}^0 N_{2+}^0} \right)^{1/2} \quad (\text{III.23})$$

Portanto p é independente de n_{\pm} e livre de erros sistemáticos causados pelas variações da corrente do feixe e também independente do número de ciclos (+ e -) numa ou noutra direção de polarização. Finalmente a relação entre ϵ e p é:

$$p = \left(\frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} \right)^{1/2} \left(\frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} \right)^{1/2} = \frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} \quad (\text{III.24})$$

$$\epsilon = \frac{p - 1}{p + 1} \quad (\text{III.25})$$

como na equação III.10

III.2 - Técnica do Alvo Triplo

Nesse trabalho foi utilizada a técnica do "alvo triplo",⁵⁴ na qual os íons atravessam uma camada ferromagnética, e entram em repouso num material não magnético, para que os efeitos magnéticos relevantes sejam restritos durante a passagem do íon pela camada ferromagnética. Evita-se assim, a contribuição do campo magnético hiperfino estático (B_{e}), que poderia ser mais uma fonte de erro, uma vez que, em experiências de implantação de íons verificou-se que sua contribuição poderia ser afetada através dos "danos da radiação" no hospedeiro.⁵⁵

Outra vantagem dessa técnica é ser praticamente independente da vida média para estados com $\tau > 1$ ps.

A espessura da folha ferromagnética é controlada para que os íons não percam muita energia ao atravessá-la, evitando-se assim, a região de baixas velocidades ($v < v_0$), onde existem muitas incertezas na determinação do poder de freamento tanto eletrônico como nuclear, assim como evita-se a região de velocidades onde ocorrem descontinuidades no valor do campo magnético transiente, provocadas pela formação de orbitais moleculares (MO).²⁴

Para a excitação coulombiana dos estados $3/2^-$ e $5/2^-$ de $^{107-109}\text{Ag}$ foram utilizados feixes de íons ^{28}Si com energias de 72, 75 e 76 MeV, provenientes do acelerador eletrostático Pelletron, que atingem um alvo triplo (fig. III.1), onde a primeira camada é de prata natural (≈ 500 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Os núcleos de prata recuam com velocidades entre $4v_0$ a $2v_0$ através da camada fina de ferro (≈ 2 mg/cm^2), e são totalmente freados numa terceira camada de cobre (≈ 4 mg/cm^2).

A fim de observar a distribuição angular dos raios gama emitidos no decaimento do estado, excitado pela interação coulombiana, os raios gama de interesse são detetados em coincidência temporal com as partículas do feixe retroespalhadas, coletadas por um detetor anular (PPAD). A simetria cilíndrica na detecção das partículas retroespalhadas em coincidência com os raios gama emitidos, permite a seleção de núcleos alinhados. Essa coincidência

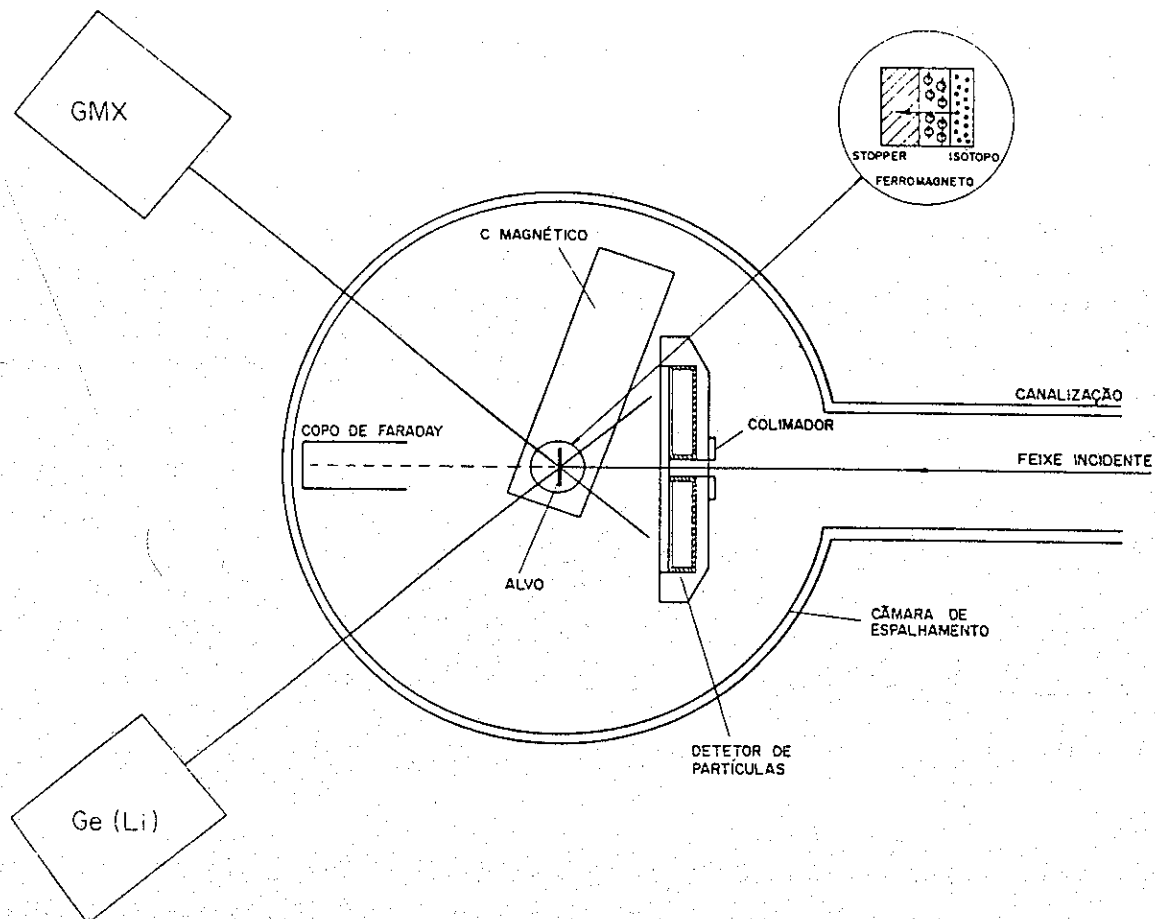


Fig. III.1 - Desenho esquemático da aparelhagem experimental utilizada para medidas de fatores giromagnéticos, através da técnica de "alvo triplo".

permite, também, limitar os ângulos de recuo dos íons ao penetrarem na folha ferromagnética. Dois detetores de raios gama são posicionados em ângulos próximos ao máximo da inclinação da distribuição angular para as transições quadrupolares elétricas (E2) dos estados de $^{107,109}\text{Ag}$ ($\theta = \pm 65^\circ$), onde se obtém uma boa sensibilidade para variações do número de contagens.

Foram realizadas 3 tomadas de dados num total de aproximadamente 100 horas de feixe sobre o alvo, com uma taxa média de 1000 contagens por hora em coincidência.

III.2.1 - Estimativa do Desvio do Feixe

Em experiências envolvendo o campo magnético transiente são observadas pequenas rotações na distribuição angular ($\phi \approx 0.1 - 100$ mrad), e desde que as distribuições angulares são definidas em relação a um eixo de simetria, dado pela direção (z) do feixe, deve ser considerado o desvio do feixe incidente provocado pelo campo magnético externo. Além disso, quando se observa a correlação partícula-gama, como no caso de excitação coulombiana, o desvio das partículas retroespalhadas que atingem o detetor também deve ser considerado, sendo que ambos os efeitos tendem a se anular.⁵⁷

O ângulo correto para a distribuição angular (θ') (figura III.2) causado pelo desvio do feixe é:⁵³

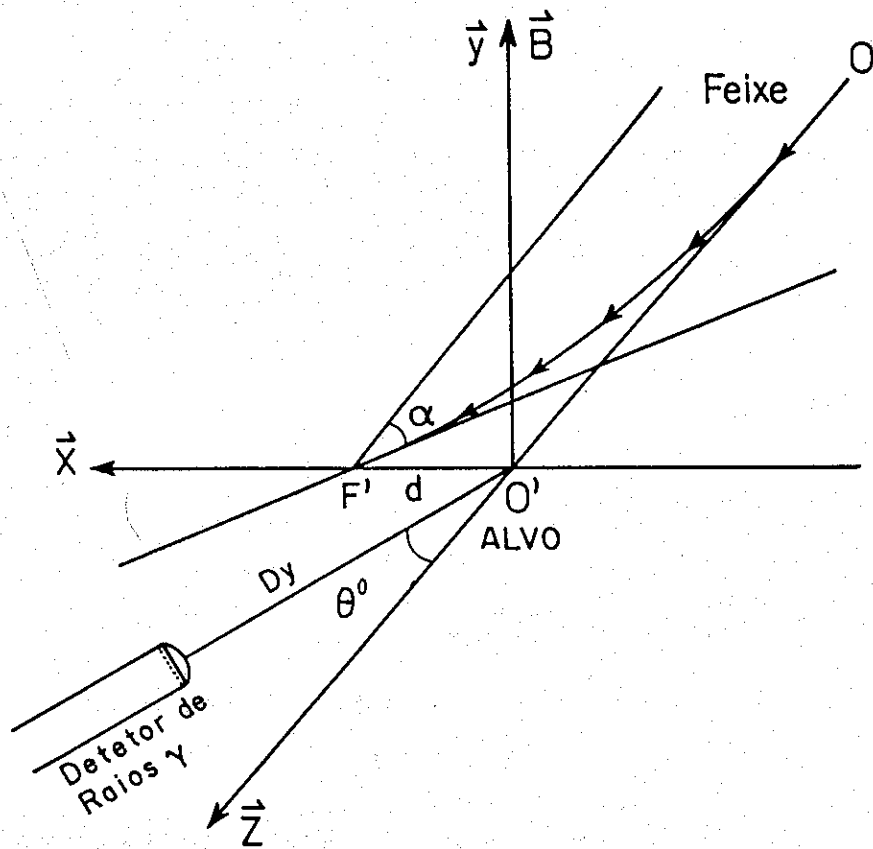


Fig. III.2 - Esquema geométrico do desvio do feixe provocado pela interação com o campo magnético externo.

$$\theta' = \theta^0 - \alpha - \frac{d \cos \theta^0}{Dy} \quad (\text{III.26})$$

onde

$$\alpha = 3.22 \frac{Z}{A \left(\frac{v}{c} \right)} \int_{-\infty}^{F'} B(s) ds \quad (\text{mrad T}^{-1} \text{ cm}^{-1}) \quad (\text{III.27})$$

e

$$d = 0.00322 \frac{Z}{A \left(\frac{v}{c} \right)} \int_0^{F'} ds' \int_0^{s'} B(s) ds \quad (\text{T}^{-1} \text{ cm}^{-1}) \quad (\text{III.28})$$

onde Z , A e v/c são o estado de carga, a massa e a velocidade das partículas do feixe, e Dy a distância alvo-detector gama.

Para uma estimativa simplificada desse efeito, foi avaliada a contribuição devida ao desvio do feixe incidente na rotação da distribuição angular, para as medidas das precessões efetuadas nesse trabalho. É preciso notar que essa rotação é indistinguível em relação à precessão provocada pela interação entre o campo transiente e o momento magnético do estado nuclear. No cálculo foi considerado um feixe de ^{28}Si incidindo sobre o alvo com uma energia de 72 MeV, sofrendo a influência de um campo

magnético externo. Foram estimados os desvios provocados por campos com formas de intensidade distintas, uma gaussiana e outra quadrada, ambos com 400 G de magnitude (figuras III.3 e III.4). Os resultados obtidos são 0.42 mrad e 0.40 mrad, respectivamente. O terceiro termo da equação III.26 é da ordem de 2% em relação ao segundo, para uma distância (D_y) detetor-alvo de 7.5 cm e $\theta = 65^\circ$. Na figura III.5 encontra-se um mapeamento espacial do campo magnético externo, justificando a aproximação gaussiana usada na avaliação do desvio do feixe.

III.3 - Acelerador e Fonte de Íons

O feixe de partículas foi obtido através de uma fonte SNICS (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering) (fig. III.6).^{38,39} Nessa fonte, átomos do vapor de césio são ionizados positivamente em contato térmico com um filamento de tungstênio e atraídos, através de uma diferença de potencial de -4 kV, para uma pastilha de silício metálico onde, por "sputtering", são ejetados íons de Si. Devido à presença de átomos de césio na superfície da pastilha, existe uma probabilidade de que, ao serem ejetados, os átomos de silício capturem um elétron, tornando-se íons Si^- , que são extraídos da fonte por uma tensão de -20 kV e então acelerados por um potencial de $V_a = -80$ kV. Esses íons pré-acelerados são defletidos de 90° e selecionados por um

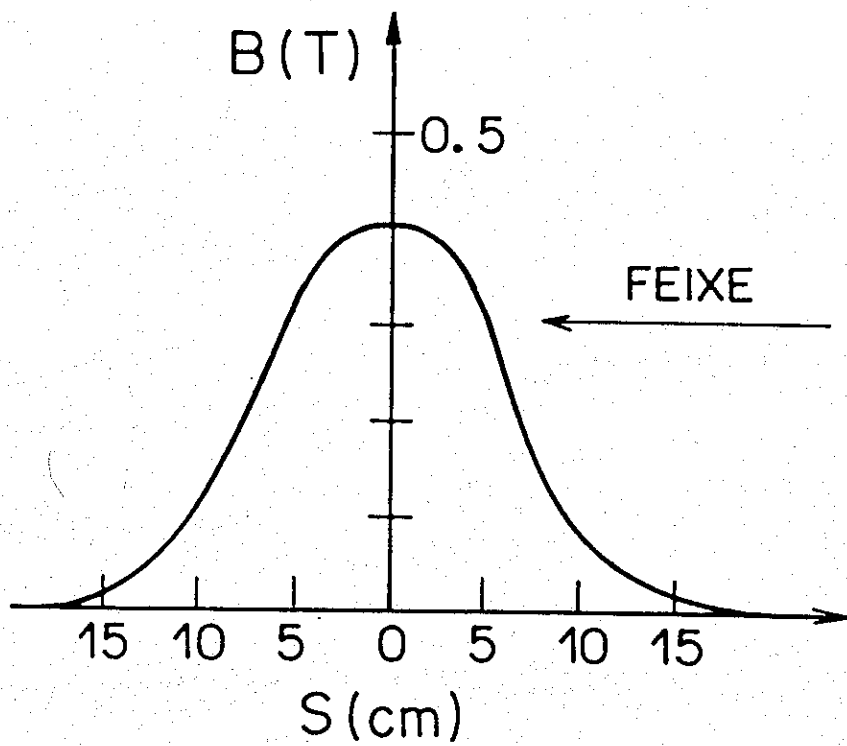


Fig. III.3 - Distribuição espacial da intensidade de um campo magnético, de forma gaussiana.

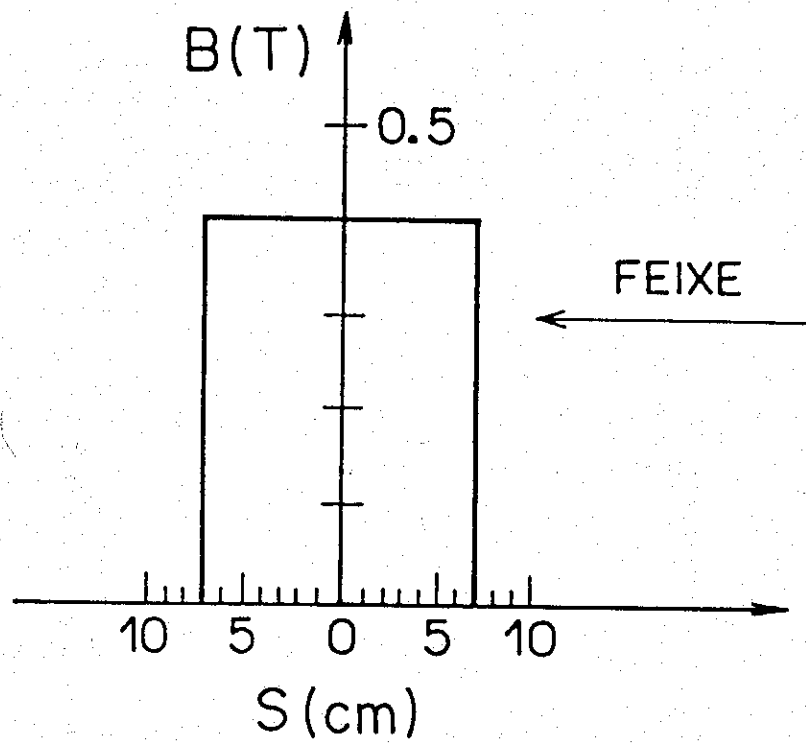


Fig. III.4 - Distribuição espacial da intensidade de um campo magnético, de forma quadrada.

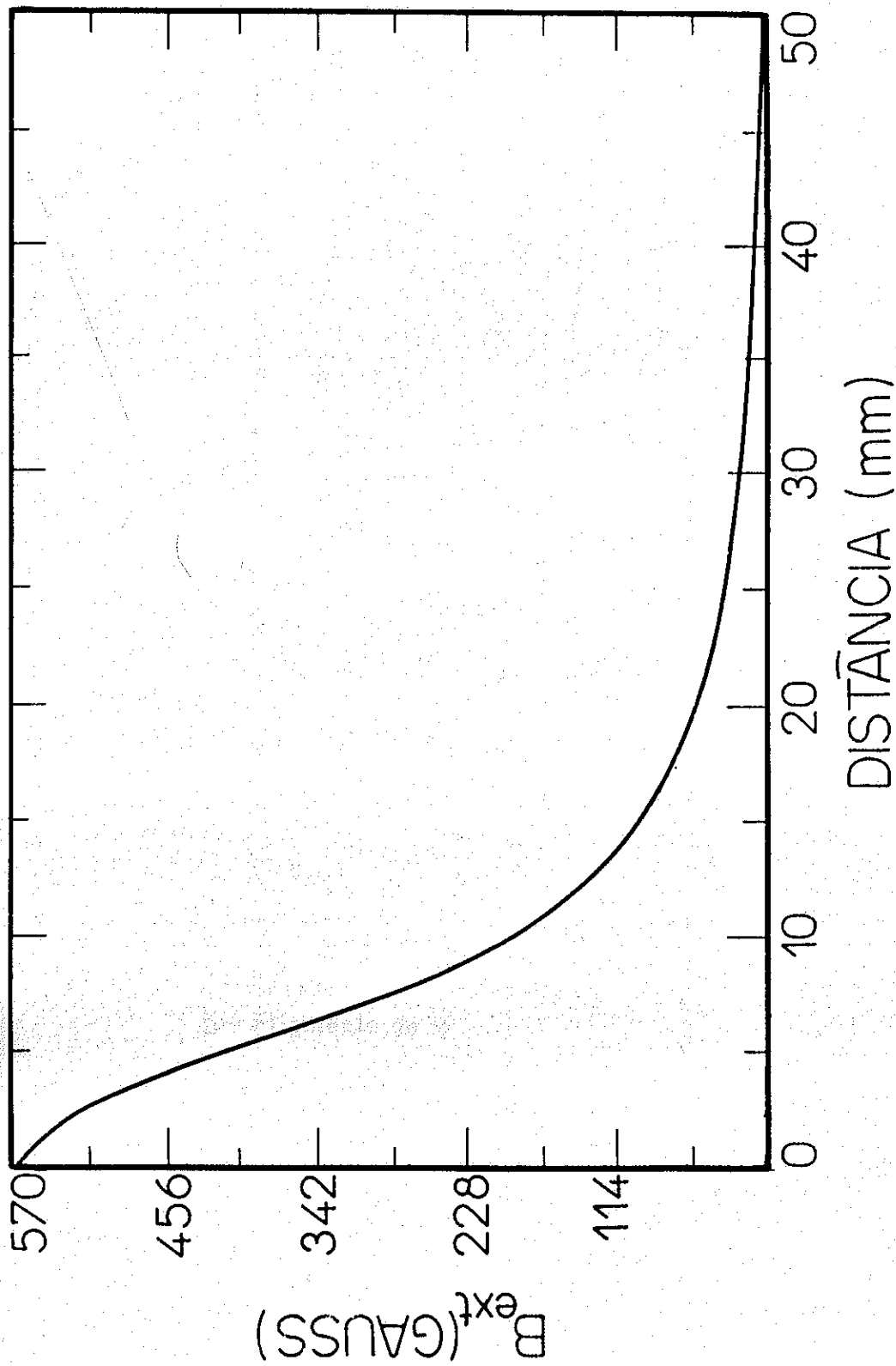
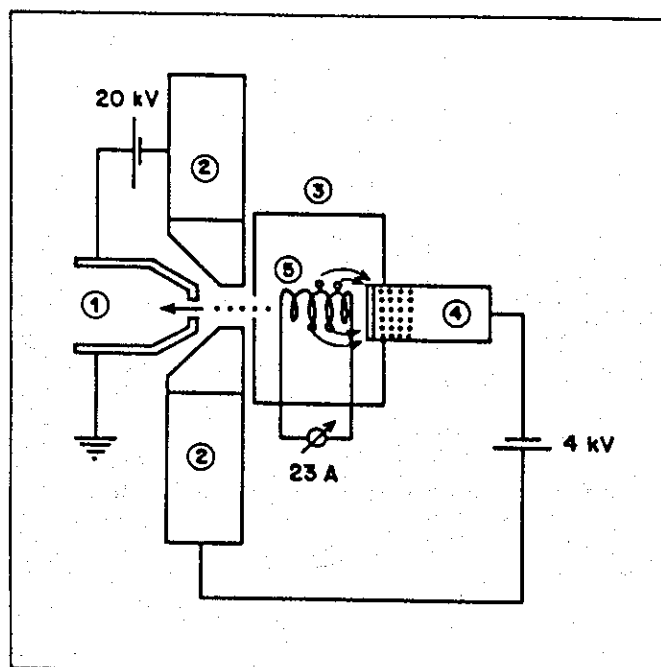


Fig. III.5 - Gráfico da distribuição espacial do campo magnético externo produzido pelo circuito magnético.



- 1- Extrator
- 2- Flanges
- 3- Blindagem Térmica
- 4- Cátodo
- 5- Filamento de W

Fig. III.6 - Desenho esquemático da fonte de íons SNICS
 (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering)

eletroímã (ME-20), sendo injetados verticalmente no acelerador Pelletron tipo tandem, NEC modelo 8UD. Os íons são acelerados num primeiro estágio, pelo potencial positivo do terminal (V_T) (fig. III.7) e atravessam uma folha fina (10-15 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) de carbono ("Stripper"), na qual perdem alguns elétrons (fig. III.8), adquirindo assim carga positiva. Os íons são acelerados uma segunda vez pelo mesmo potencial (V_T), quando então adquirem uma energia final $E = (|V_0| + (Z+1)V_T)$ MeV, onde Z é o estado de carga, escolhido através do eletroímã analisador ME-200, que deflete o feixe novamente em 90° , direcionando-o horizontalmente. Finalmente, o feixe é desviado pelo "switching magnet" para a canalização 30° A do Laboratório Pelletron, onde se encontra a câmara de espalhamento com a aparelhagem própria para medidas de fatores-g. A direção e focalização do feixe é controlada por desviadores magnéticos ("steerers" e "trimmers"), lentes magnéticas (quadrupolos) e eletrostáticas (tripletos).

Dos feixes disponíveis no laboratório e nas energias possíveis, o feixe mais indicado foi de ^{28}Si que apresenta maior seção de choque para a excitação coulombiana, de fácil obtenção através da fonte de íons SNICS, e grande velocidade de recuo impingida aos núcleos em estudo (Vide tabela III.1). Utilizou-se o feixe de íons de ^{28}Si , num estado de carga 9^+ e tensões no terminal (V_T) de

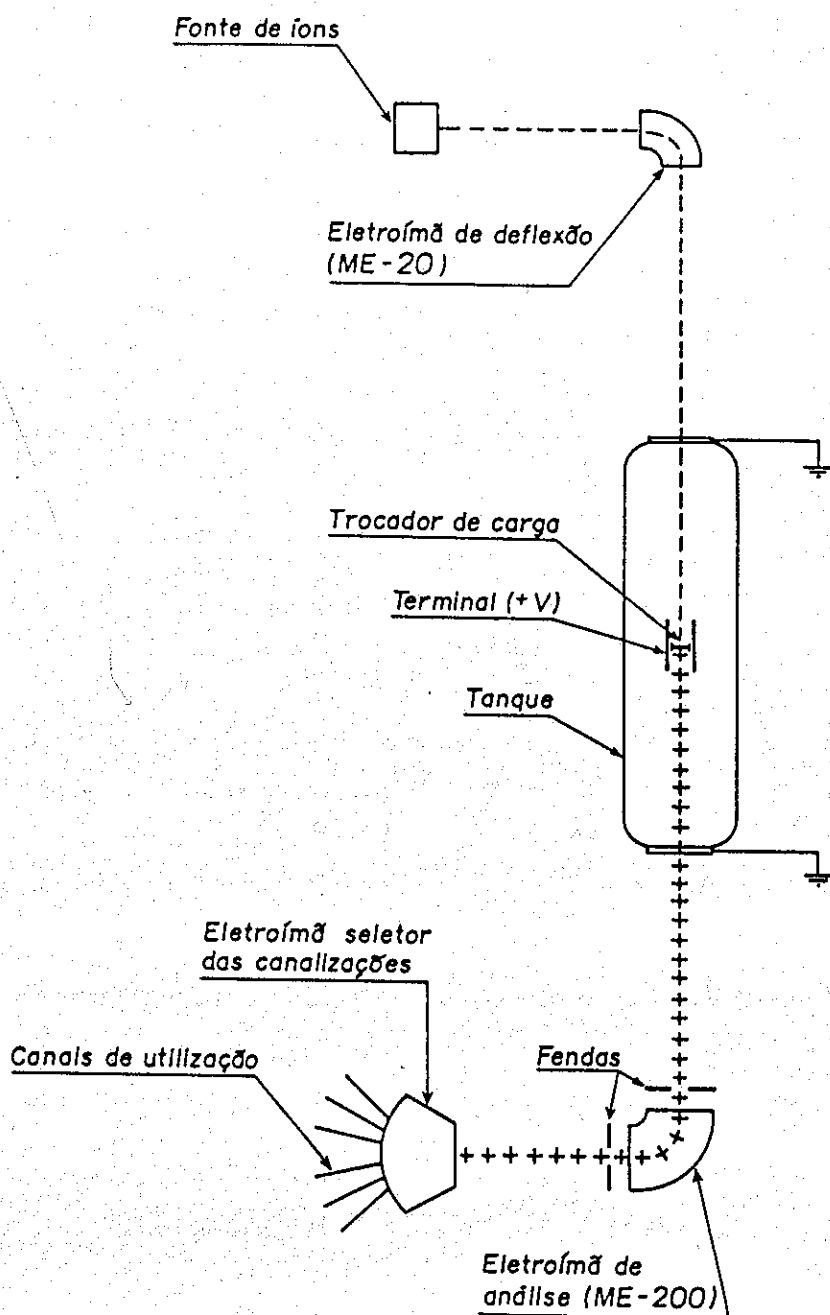


Fig. III.7 - Desenho esquemático dos principais componentes do acelerador Pelletron 8-UD do DFN - IFUSP

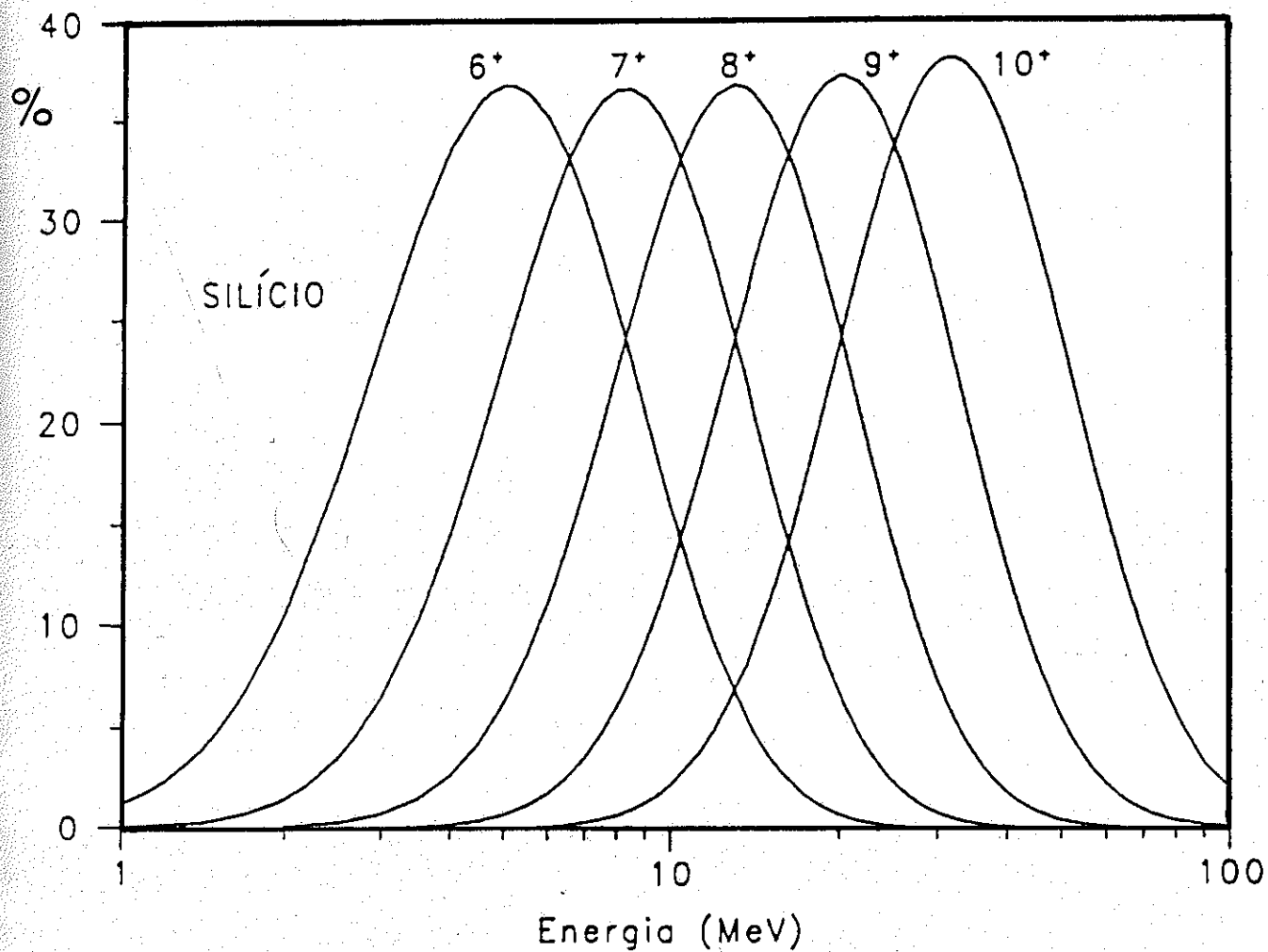


Fig. III.8 - Gráfico da distribuição percentual de alguns estados de carga, calculada para íons de Si, após a passagem por uma folha de carbono, em função da energia do feixe.⁶³

7.2, 7.5 e 7.6 MV, obtendo-se assim feixes de 72, 75 e 76 MeV, respectivamente.

Feixe	σ_{ec} (un. rel.)	vel. recuo
^{16}O	13.0	3.5 v_0
^{28}Si	11.9	4.2 v_0
^{35}Cl	9.3	4.5 v_0
^{58}Ni	1.5	5.0 v_0
^{63}Cu	1.0	5.0 v_0

Tabela III.1 - Valores de seção de choque para excitação coulombiana de ^{107}Ag a 72 MeV em unidades relativas, para alguns feixes de íons pesados, e as respectivas velocidades de recuo impingidas aos núcleos de prata.

III.4 - Câmara de Espalhamento e Circuito Magnético

Na figura III.9 vê-se um desenho esquemático do interior da câmara de espalhamento, de 10 cm de diâmetro, com paredes uniformes de alumínio de 2 mm de espessura. Essa câmara mantém fixos à sua tampa, de aço inoxidável, um detetor de partículas por avalanche (PPAD), um circuito magnético, um copo de Faraday e passadores de corrente elétrica e de gás. A câmara é mantida a uma pressão de

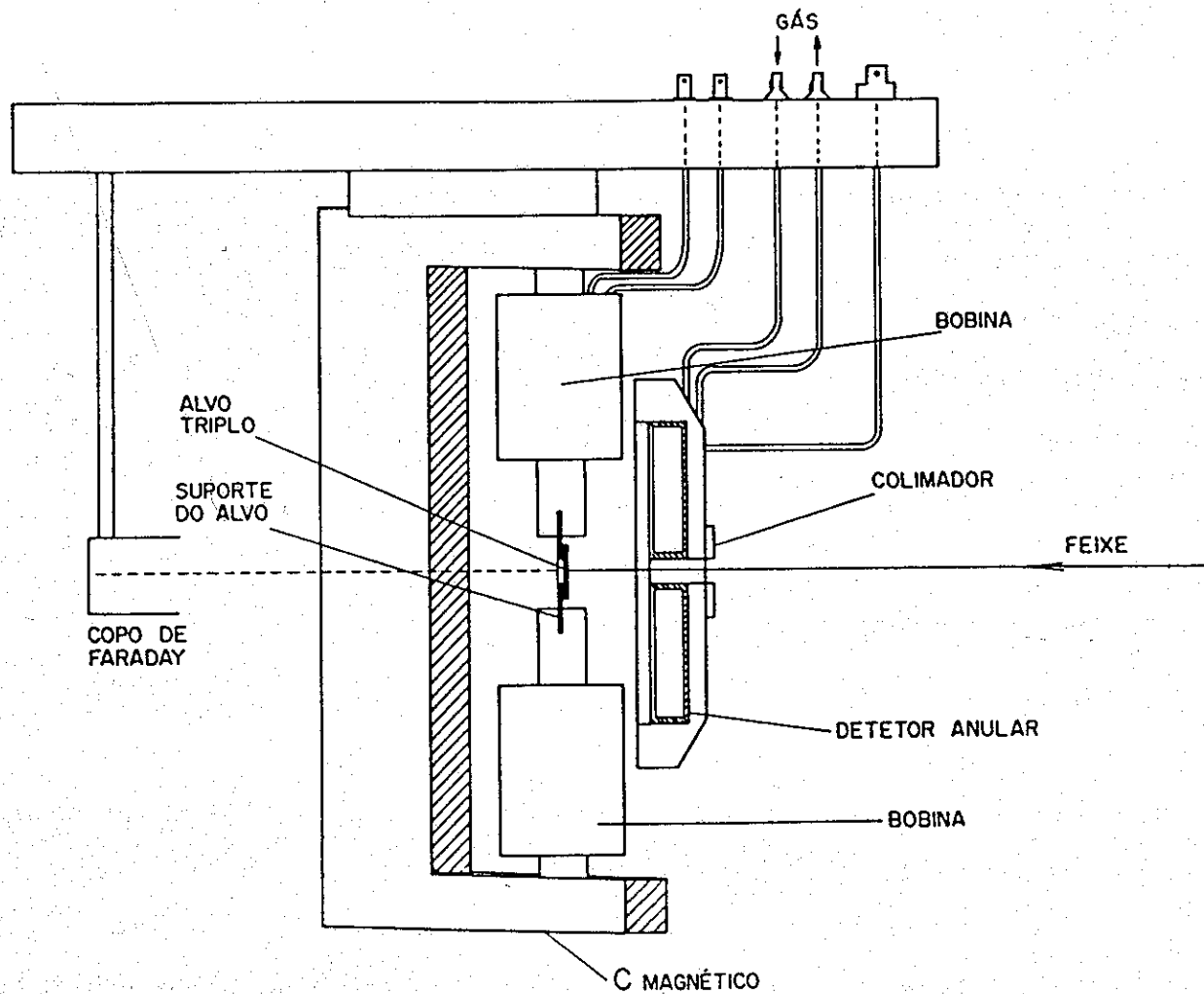


Fig. III.9 - Desenho esquemático dos componentes internos da câmara de espalhamento.

10^{-5} torr por uma bomba turbo-molecular (Pfeiffer TV5252) de velocidade de bombeamento de 70 l/seg.

O copo de Faraday, com supressor geométrico de elétrons secundários, é ligado a um circuito eletrônico, que indica a carga do feixe integrada no tempo. Um colimador de Ta de 3 mm de diâmetro é posicionado junto ao detetor de modo a evitar que o feixe o atinja.

O circuito magnético foi dimensionado para fornecer um campo perpendicular à direção do feixe, suficiente para polarizar uma folha de ferro $(300 \text{ G})^{21}$, sendo constituído de um C magnético de ferro ARMCO, com duas bobinas encapsuladas, alimentadas por uma fonte regulada em corrente. Foi graficado na figura III.10 o campo magnético fornecido pelo sistema em função da corrente aplicada nas bobinas. A forma espacial desse campo magnético é vista na figura III.5.

As inversões da polarização da folha de ferro são controladas por um circuito eletrônico (fig. III.11) que recebe pulsos do integrador a cada 3 μC de carga no alvo, indicando o momento da inversão da corrente nas bobinas. O intervalo de tempo durante o qual a polarização da folha de

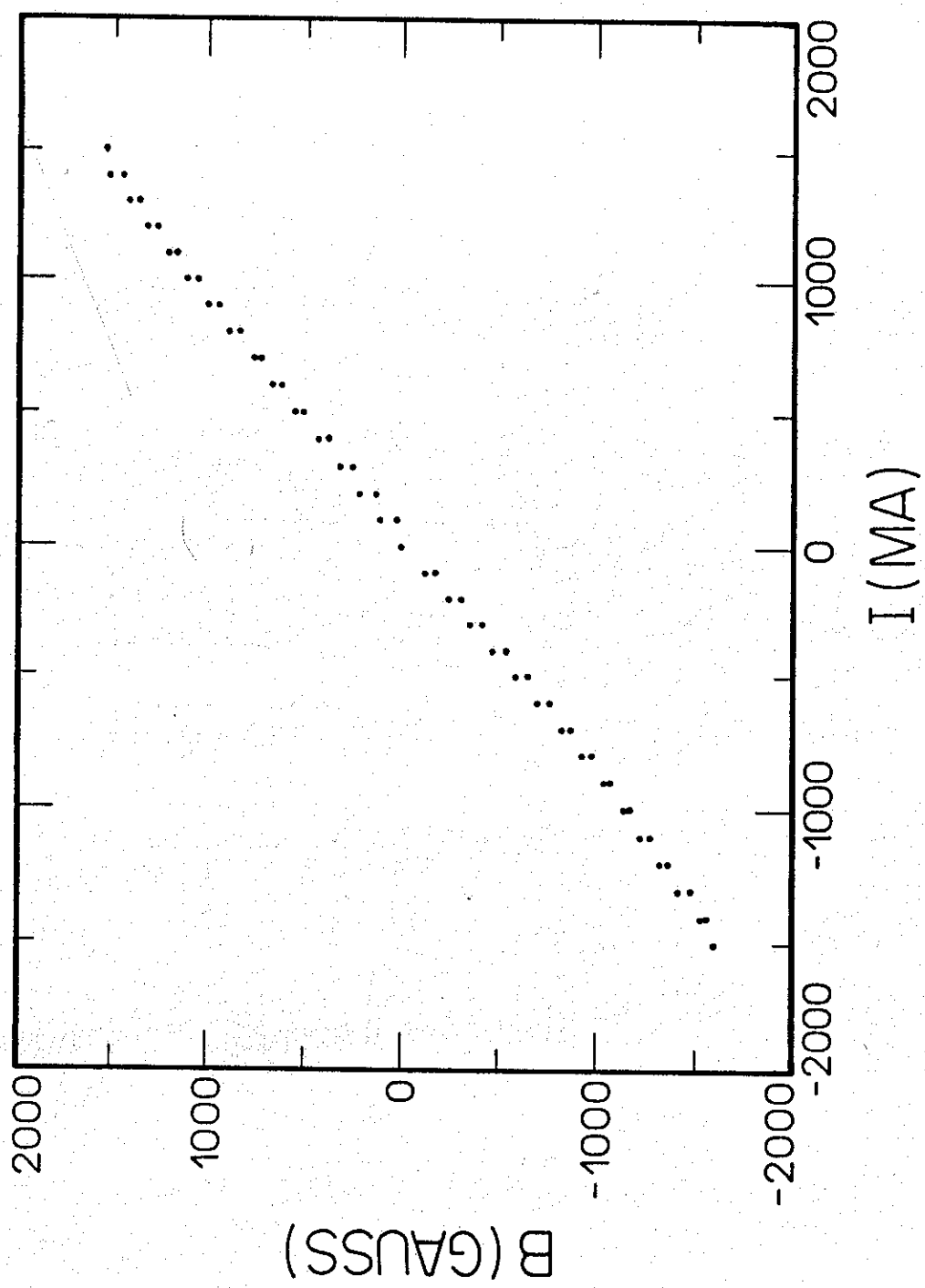


Fig. III.10 - Gráfico do campo externo produzido pelo circuito magnético em função da corrente.

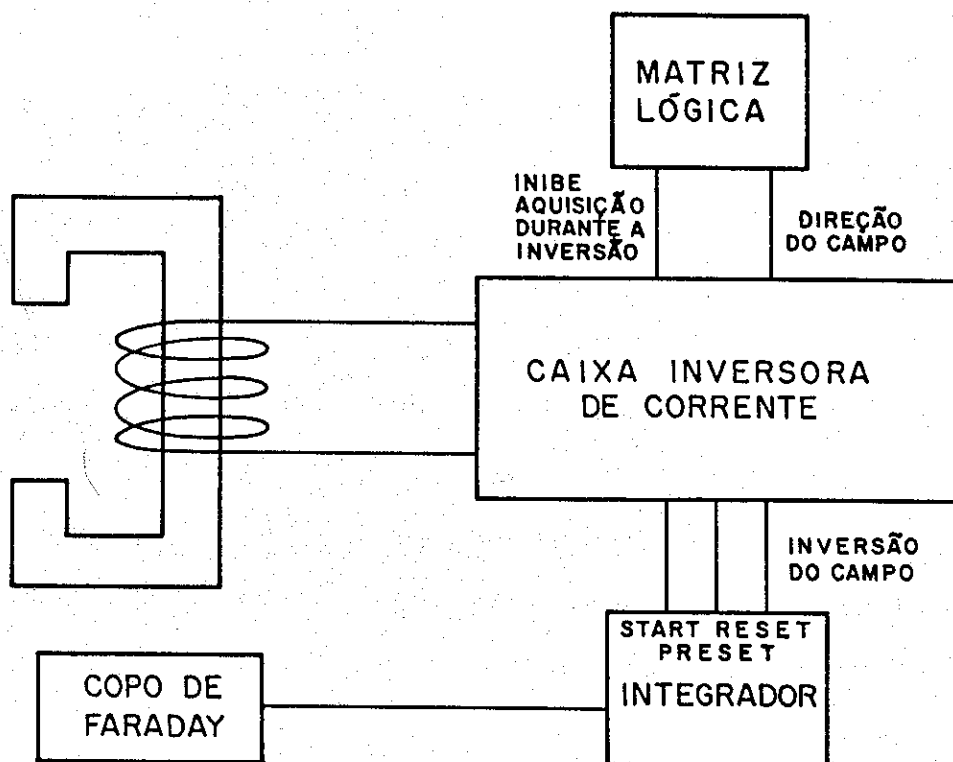


Fig. III.11 - Diagrama de blocos do sistema eletrônico de inversão do campo externo.

ferro permanece numa dada direção oscila de acordo com a corrente do feixe, e foi de aproximadamente 3 minutos.

III.5 - Detetores de Raios Gama

Os raios gama são coletados em dois detetores, um Ge(Li) de 35 cm³ (7% de eficiência) e um GMX de 88 cm³ (15% de eficiência) com 2.7 e 2.5 keV de resolução, respectivamente. Estes detetores são posicionados a 7.5 cm de distância do alvo, num ângulo onde a inclinação da distribuição angular para a transição de interesse seja máxima, com ângulos sólidos de 0.29 e 0.31 sr, respectivamente. A utilização de detetores com boa resolução possibilitou a medida simultânea para as transições gama dos estados excitados de ¹⁰⁷Ag e ¹⁰⁹Ag que apresentam energias próximas (311 keV e 415 keV para ¹⁰⁹Ag e 325 keV e 423 keV para ¹⁰⁷Ag). Somente os eventos que estiverem em coincidência temporal com as partículas do feixe retroespalhadas são selecionados. Uma das vantagens práticas desse procedimento é que as contagens do fundo estatístico

são reduzidas, evidenciando os picos de raios gama de interesse.

III.6 - Detetor de Partículas

Os detetores de barreira de superfície, normalmente usados nessas experiências, quando submetidos a um alto fluxo de partículas da ordem de 10^{13} s^{-1} , se deterioram em aproximadamente uma semana de uso.²¹ Em virtude disso, foi desenvolvido especialmente para as medidas de fator-g, um detetor de partículas anular por avalanche de placas paralelas (PPAD). Esse detetora²¹, de custo reduzido, não se deteriora tão rapidamente, devido à sua contínua reciclagem de gás, e foi construído de maneira a ser possível trocar suas partes componentes com relativa facilidade, além de possuir grande área de detecção, e produzir pulsos extremamente rápidos. Infelizmente, o detetor não tem nenhuma resolução em energia, contudo, sua aplicação nessas experiências, restringe-se às coincidências temporais com os pulsos dos detetores gama.

O detetor consiste de duas placas metalizadas paralelas separadas por uma distância de 4 mm, preenchido com gás e com uma diferença de potencial entre elas. As partículas a serem detetadas penetram no seu interior perpendicularmente às placas, e produzem pares elétrons-íons no gás. Quando a razão entre o campo elétrico e a pressão do

gás (E/p) torna-se suficientemente alta ocorre a ionização do gás por colisão de elétrons e uma avalanche do tipo Townsend se forma.⁴² Essa avalanche é caracterizada pelo caminho livre médio para a ionização, que é dado pelo primeiro coeficiente de Townsend (α). O número de elétrons secundários é dado por:

$$n(d) = n_0 \exp(\alpha d) \quad (\text{III.29})$$

onde n_0 é o número de elétrons primários e d o caminho percorrido. De acordo com essa fórmula os elétrons primários produzidos próximos ao cátodo são os que mais contribuem para o sinal. O primeiro coeficiente de Townsend é dado como uma função de E/p através da seguinte equação:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left\{ \frac{-B}{\left(\frac{E}{p} \right)} \right\} \quad (\text{III.30})$$

onde p é a pressão do gás, A e B são constantes do gás. Com uma razão E/p da ordem de 500 V/cm torr obtém-se um ganho da ordem de 10^4 . O sinal obtido tem uma amplitude de alguns mV e se constitui de duas componentes, uma rápida (2 ns), devida ao movimento dos elétrons, e outra componente lenta (μ s) e α d vezes maior, devida aos íons positivos. Esse sinal passa por um diferenciador para eliminar a componente lenta.

A distância entre as placas deve ser pequena para que se obtenha uma boa resolução em tempo.

A figura III.12 mostra o esquema do detetor anular utilizado nessas medidas, que possui simetria axial, com abertura angular de 168° a 138° , posicionado a 24 mm do alvo, e, portanto, um ângulo sólido de 1.4 sr. Para o ânodo foi utilizada uma placa de resina epoxi e fibra de vidro revestida de cobre, sobre a qual foi evaporada uma fina camada de ouro ($30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), para evitar oxidação; e para o cátodo foi utilizada uma janela de mylar aluminizado com $230 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, posicionada a 4 mm de distância do ânodo. A espessura da janela de mylar foi suficiente para suportar a diferença de pressão entre a câmara de espalhamento (10^{-5} torr) e o interior do detetor (10 torr), além de suportar o fluxo de bombeamento, controlado por válvulas de baixa condutância. Contudo, essa diferença de pressão causava deformações na janela de mylar, provocando uma não uniformidade nas linhas do campo elétrico. Esse problema foi contornado colocando-se uma grade metálica fina no seu interior, junto à janela, a fim de uniformizar o campo elétrico. Utilizou-se aço inoxidável na construção do corpo do detetor, além de anéis de nylon, para evitar faíscas entre o ânodo e o corpo do detetor que é aterrado. A folha de mylar foi fixada nas bordas do detetor através de O'ring e no seu centro através de cola epoxi.

Na primeira tomada de dados foi usado o gás etileno, que apresentou um bom comportamento, embora sua

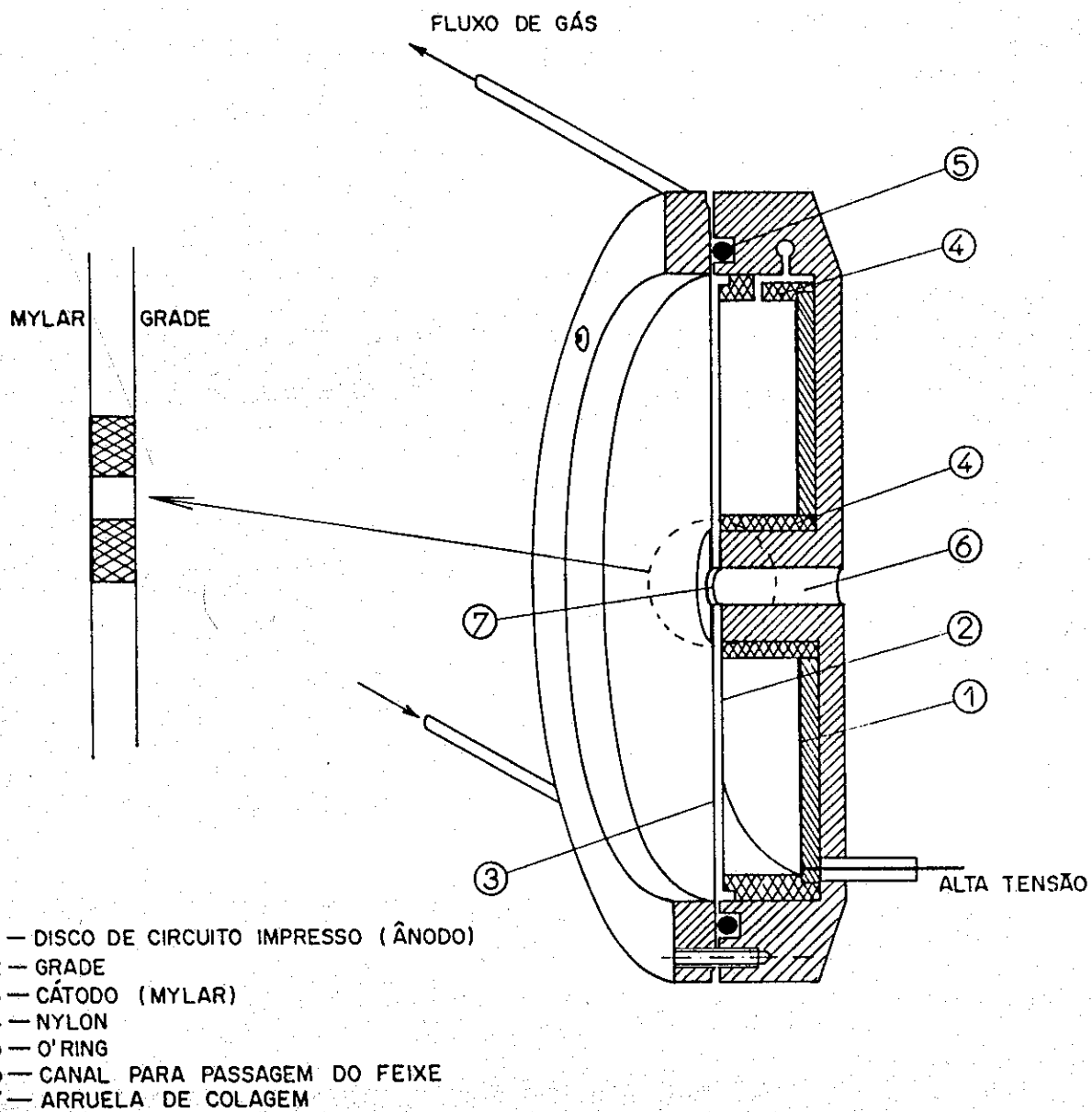


Fig. III.12 - Desenho em corte do detetor de partículas por avalanche anular de placas paralelas.

região de operação fosse de apenas alguns volts, fazendo com que, para se obter pulsos de alturas suficientes para os módulos eletrônicos, fosse necessário trabalhar no limite de faiscamento. Operou-se o detetor numa região de tensão (450 a 750 V), dependente da pressão e fluxo de gás (3 a 7 torr). Posteriormente, utilizou-se o gás isobutano, que apresentou melhores características, gerando pulsos rápidos (≈ 1 ns) com alguns mV de amplitude numa região de operação de aproximadamente 50 V, sendo possível trabalhar sem o perigo de quebra das moléculas do gás, o que produziria faíscas danificando a janela de mylar. Utilizou-se uma tensão de +550 V e pequeno fluxo de gás a uma pressão de 3 torr.

III.7 - Preparação dos Alvos Triplos

A preparação dos alvos triplos é uma parte que merece atenção especial, pois exige espessuras bem determinadas das suas camadas componentes. A espessura da camada do isótopo é escolhida num compromisso entre a minimização da energia perdida pelo feixe e pelos íons em recuo na camada, e a maximização da coleta de dados. A camada ferromagnética deve ter uma espessura tal que o íon a atravesse com velocidade superior a v_0 , e a camada não magnética deve apresentar uma espessura suficiente para frear todos os núcleos em estudo. Para se estimar as

espessuras ideais dessas camadas, foi utilizada a rotina STDPX,⁴³ que calcula a perda de energia dos íons pesados de acordo com as parametrizações semi-empíricas de J.F.Ziegler.⁴⁴ Serão apresentadas a seguir as várias etapas realizadas na preparação dos alvos triplos

Inicialmente algumas folhas de ferro natural de 10 mg/cm², colocadas entre folhas de aço inoxidável, são laminadas até as espessuras desejadas.⁴⁵ As espessuras dessas folhas foram medidas utilizando-se a técnica de perda de energia de partículas α , e por medidas de área e massa.⁴⁵ As tensões provocadas pela laminação podem diminuir a magnetização de materiais ferromagnéticos. A alteração na magnetização é crítica no caso de gadolínio,³² sendo necessário um tratamento especial a fim de relaxar essas tensões ("annealing").⁴⁶ Entretanto, os problemas de perda de magnetização não devem ser muito significativos no caso da utilização de folhas de ferro como sólido ferromagnético. Foi construído um magnetômetro⁴⁷ especialmente para medidas de magnetização das folhas ferromagnéticas, contudo esse equipamento não pôde ser utilizado devido a alguns problemas no seu sistema eletrônico de medição.

A seguir, foi evaporado pela técnica de passagem de corrente,⁴⁸ cobre metálico numa das faces das folhas de ferro. Utilizou-se o cobre que, por ser diamagnético,⁴⁹ não contém elétrons polarizados, e portanto não contribui para a rotação da distribuição angular durante a frenagem do íon em recuo, e também não apresenta nenhuma contribuição devida ao

campo hiperfino estático. Além disso, o cobre tem uma estrutura cristalina cúbica, e portanto não apresenta gradiente de campo elétrico, que também alteraria a distribuição angular dos raios gamas de interesse.⁴

Finalmente, evaporou-se pela técnica de bombardeamento eletrônico,⁴⁵ prata natural (48% ^{107}Ag e 52% ^{109}Ag) na outra face da folha de ferro.

Foram obtidos dois alvos triplos que são detalhados na tabela III.2. Estes alvos foram fixados em suportes de cobre e mantidos numa câmara de pré-vácuo em atmosfera de argônio para evitar oxidação.

	PRATA (mg/cm ²)	FERRO (mg/cm ²)	COBRE (mg/cm ²)
ALVO 1	0.49(5)	2.0(1)	3.3(3)
ALVO 2	0.76(8)	2.0(1)	3.7(4)

Tabela III.2 - Espessuras das camadas dos alvos triplos

Na primeira tomada de dados utilizou-se o alvo 1, mas, devido a pequenas deformações nos picos dos raios gama dos estados de meia vida curta (5 a 6 ps), suspeitou-se que os núcleos estariam decaindo em voo, e talvez esse decaimento estivesse ocorrendo no vácuo, após os íons terem atravessado todo o alvo, indicando que a espessura de cobre não era suficiente para frear todos os íons de prata. No

caso do decaimento em vácuo, a distribuição angular dos raios gama seria atenuada, devido às interações hiperfinas,⁴⁹ alterando os resultados. A fim de evitar esse efeito, foi reduzida a energia do feixe em alguns MeV, e optou-se pelo alvo 2, que apresentava maior espessura nas camadas de prata e cobre.

Como a magnetização depende da temperatura, foi realizada uma monitoração dessa quantidade durante a tomada de dados. Para este acompanhamento, foi construído e instalado um medidor para se observar a variação de temperatura média no alvo, enquanto este era bombardeado pelo feixe, e estivesse em contato com as bobinas do circuito magnético. Verificou-se um acréscimo de aproximadamente 3 °C, durante toda a tomada de dados. Esse aumento na temperatura não provoca nenhuma alteração significativa na magnetização da folha de ferro. A corrente de feixe foi limitada em apenas 2 nA partícula para que a temperatura local do alvo não subisse muito.

III.8 - Sistema Eletrônico de Tratamento de Pulsos

A eletrônica utilizada para o tratamento dos pulsos gerados pelos detetores de raios gama e de partículas é uma parte delicada desta experiência, por serem necessárias coincidências partículas-gama, que selecionam os gamas emitidos no decaimento de estados nucleares, excitados

e alinhados por interação coulombiana, coincidências estas com dois detetores de raios gama (Ge(Li) e GMX). Além do que é necessário tomar dados em duas direções opostas do campo magnético externo. Na figura III.13 pode-se ver o circuito eletrônico usado nas tomadas de dados, onde se pode observar o sistema de coincidências rápidas simultâneo com medidas de energia de alta resolução, além do sistema lógico de endereçamento para a direção do campo magnético.

Os sinais lineares (energia) são amplificados (Ortec 572), passam por um "Linear Gate and Stretcher" (LSS - Ortec 442), que permite controlar a forma e o atraso do pulso, e a seguir introduzidos nos conversores analógico-digitais (ADC 2 e 4). Os pulsos dos detetores gama são também amplificados e diferenciados por um "Timing Filter Amplifier" (TFA - Ortec 474) e introduzidos num "Constant Fraction Discriminator" (CFD - Ortec 434), que gera pulsos rápidos, ajustáveis, correspondentes ao instante de ocorrência de um evento (transição gama), independentemente da amplitude do pulso de entrada.

Os pulsos correspondentes à detecção de partículas do feixe retroespalhadas no contador a gás (PPAD) são amplificados (EG&G - AN201/N) e introduzidos em um TFA (Ortec 554), e posteriormente num discriminador (EG&G - T105/N), que gera pulsos rápidos (≈ 10 ns), e então passam por um "Gate Generator" (EG&G - GG 202/N) que alarga o pulso em tempo (≈ 100 ns). A marca de tempo das partículas é então introduzida, juntamente com os pulsos rápidos dos CFD

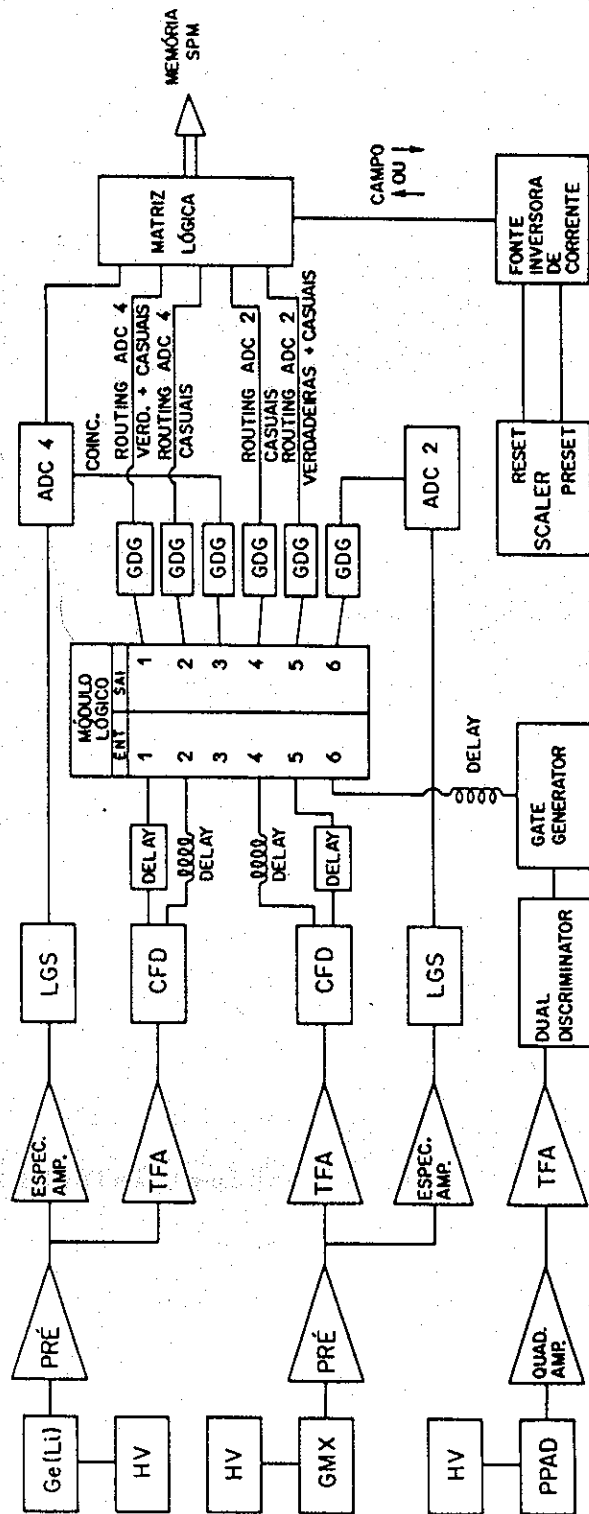


Fig. III.13 - Diagrama de blocos do sistema eletrônico de tratamento de pulsos.

dos gamas, no "Logic Module" (LM - EG&G) que é programado para realizar as operações lógicas desejadas ("AND" e "OR").

Através do "Delay Box" se pode escolher os atrasos necessários para que os pulsos de gamas cheguem dentro do intervalo de duração do pulso, também atrasado, das partículas, para todo par de pulsos correspondentes a uma coincidência verdadeira (eventos verdadeiros+casuais). Pode-se escolher, também, os atrasos de modo que os pulsos de gamas cheguem fora desse intervalo; neste caso teremos coincidências puramente casuais. Seleciona-se então duas regiões que compreendem intervalos de tempo iguais, uma correspondente às coincidências verdadeiras+casuais e outra aos eventos com correlação puramente casual. O ajuste desses atrasos, e sua monitoração, é feito pela observação do espectro de um "Timing to Pulse High Converter" (TAC - Ortec 467). A diferença em tempo entre a chegada dos pulsos referentes às partículas provenientes do "Gate Generator", e dos pulsos provenientes do CFD dos eventos gama, atrasados, é convertida em amplitude de pulso pelo TAC. O espectro dos pulsos do TAC apresenta um pico correspondente à diferença em tempo entre a chegada de dois eventos (partícula-gama) coincidentes (verdadeiros+casuais); além disso espera-se um fundo constante, pois é igualmente provável a chegada de eventos não correlacionados com qualquer diferença em tempo.

O procedimento acima é feito para cada par GMX-partícula e Ge(Li)-partícula

As entradas do "Logic Module" 1 e 4 são destinadas aos pulsos correspondentes às coincidências verdadeiras + casuais para os detetores GMX e Ge(Li), respectivamente, e as entradas 2 e 5 para os pulsos de eventos casuais. A entrada 6 refere-se aos pulsos do PPAD. As saídas 3 e 6 fornecem os pulsos ou em coincidência casual ou em coincidência verdadeira + casual e são usados como "gates" dos ADC 2 e 4, respectivamente. As saídas 2 e 5 são usadas como endereçadores (Routing) indicando coincidências casuais, e as saídas 1 e 4 são usadas também como endereçadores indicando coincidências verdadeiras+casuais. Os pulsos de "Routing" são pulsos endereçadores das áreas de acumulação de espectros do conversor analógico-digital, correspondentes ao espectro de energia dos raios gama. Todos os pulsos passam por um "Gate and Delay Generator" (Ortec - 416A) para atrasá-los de maneira que todos pulsos cheguem ao mesmo tempo, e adequá-los à norma dos ADC (+5 V).

Uma fonte inversora de corrente é ligada ao circuito magnético para produzir o campo necessário para magnetizar a folha de ferro em duas direções opostas. Um circuito eletrônico controla essa fonte gerando e recebendo pulsos lógicos, indicando o sentido da corrente e os instantes inicial e final da inversão do sentido da corrente, uma vez que não se pode levar em conta as transições gama que ocorrerem durante essa inversão (fig.

III.14). Esse circuito também gera pulsos endereçadores indicando o sentido da polarização para a matriz lógica, responsável pelo encaminhamento correto dos eventos coincidentes nas respectivas áreas de acumulação.

Foi utilizado o novo sistema de aquisição de dados do Laboratório Pelletron (SPM).⁷⁰ Este sistema possui a nível de "hardware" 5 "ADCs", ligados a uma "memória SPM", um FIFO (first in-first out) de 64 kwords, acoplado ao VAX 11/780 via interface DR11W, e, a nível de "software", possui um programa gerenciador que sincroniza sub-processos responsáveis pela transferência, exibição, manipulação e armazenagem dos dados em disco, num formato compatível com os programas de análise. Com esse sistema é possível adquirir dados na forma seqüencial (modo fila) ou em modo multicanal. No modo multicanal, ao chegar um dado, este é tratado como endereço da posição da memória (32 kwords de 24 bits) a ser incrementada de forma a histogramar esses dados.

São adquiridos dois espectros de raios gama, um de cada detetor com dois níveis de "Routing", o primeiro indicando se o espectro é de contagens casuais e o segundo indicando contagens verdadeiras + casuais; e são ligados, diretamente à matriz lógica, pulsos endereçadores indicando se a polarização da folha é direta ou invertida. Obtém-se assim 8 espectros que são armazenados em 8 regiões de 1 kbyte na memória SPM, e então transferidos e gravados em discos do computador para posterior análise.

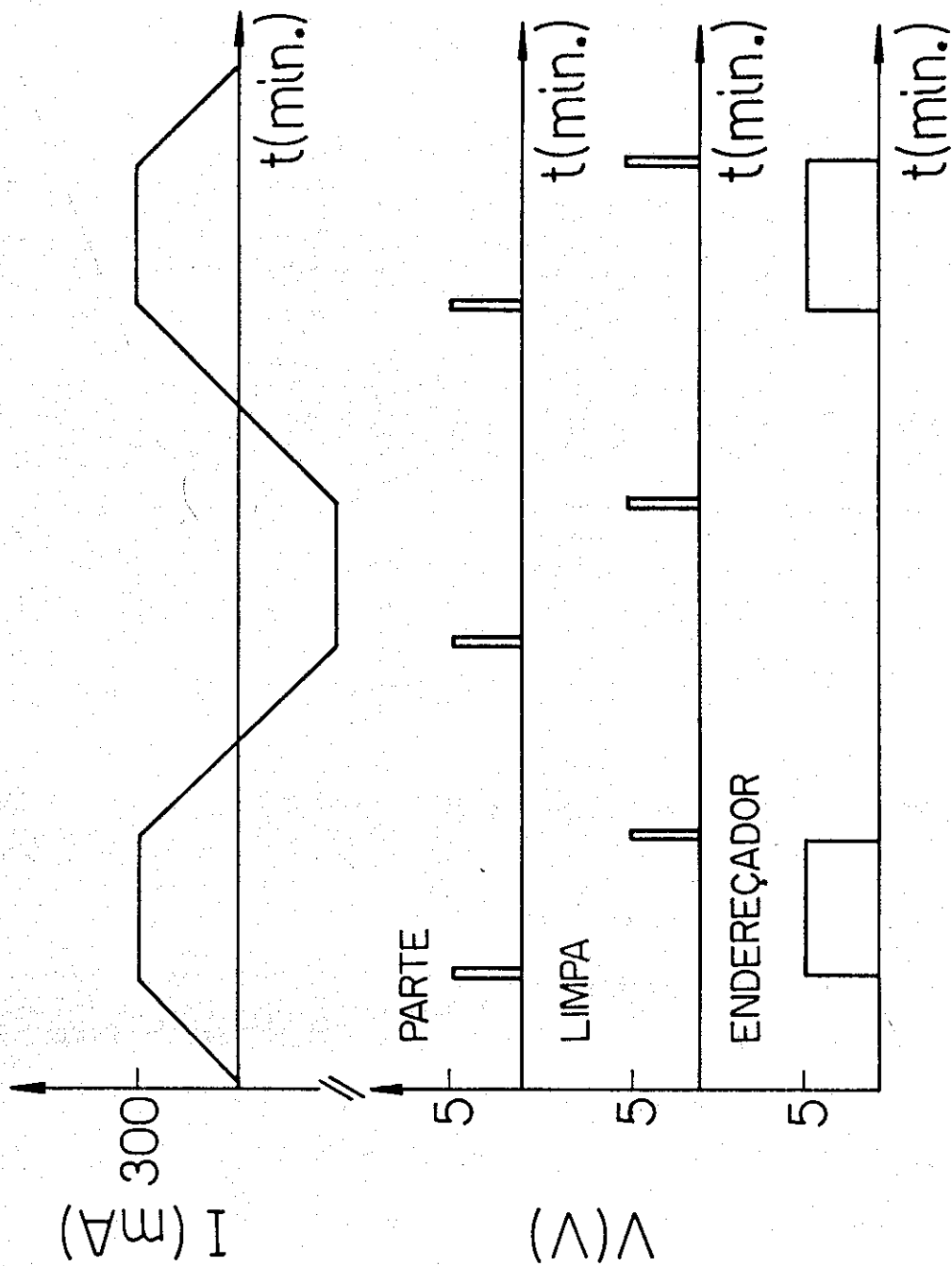


Fig. III.14 - Gráficos da fase relativa dos pulsos gerados pela fonte inversora de corrente.

IV. ANÁLISE DE DADOS E RESULTADOS

IV.1 - Distribuição Angular

As distribuições angulares dos raios gama das transições ($5/2^- \rightarrow 1/2^-$) e ($3/2^- \rightarrow 1/2^-$) de $^{107,109}\text{Ag}$ foram calculadas teoricamente, devido à impossibilidade de se obter uma boa distribuição angular experimental, resultado de problemas na geometria do sistema, que dificultava a disposição dos detetores em vários ângulos. Essas distribuições angulares foram obtidas através do código Gosia,⁷¹ que calcula as seções de choque para excitação coulombiana, as populações dos níveis, e as intensidades relativas dos raios gama de de-excitação ("yields"). Os "yields" são integrados sobre as energias de bombardeamento do feixe, devido à perda de energia no alvo, e sobre os ângulos de espalhamento do feixe, para reproduzir as condições experimentais. Como o detetor de partículas não é puntiforme, as projeções dos momentos angulares das partículas detetadas não são nulas, por isso são consideradas as populações relevantes dos subestados magnéticos devidas ao mecanismo da reação.⁷² São considerados também os fatores de atenuação geométricos devidos à disposição e geometria dos detetores de raios gama. Como os estados de interesse ($3/2^-$ e $5/2^-$) são populados diretamente, e não é observada população de outros

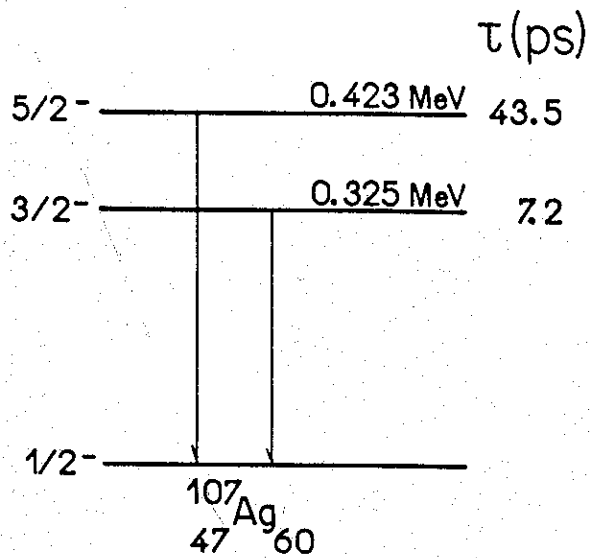
estados excitados, não foi necessário considerar as meias vidas e rotações devidas às alimentações por níveis superiores.

Os dados para o cálculo, como níveis de energia, spin e paridade dos estados, assim como as probabilidades de transição, foram obtidos da literatura,^{23,24} e estão esquematizados na figura IV.1.

Através das distribuições angulares calculadas, extraíram-se os valores das suas inclinações logarítmicas (SL) que se encontram na tabela IV.1. As distribuições angulares das transições de interesse, calculadas pelo programa Gosia, estão graficadas nas figuras IV.2 e IV.3 (curvas cheias), juntamente com os únicos pontos experimentais que puderam ser obtidos. A curva teórica e os pontos experimentais foram normalizados para o resultado experimental em $\theta = 45^\circ$. O desvio em SL foi estimado levando-se em conta um erro de $\pm 2^\circ$ na posição dos detetores.

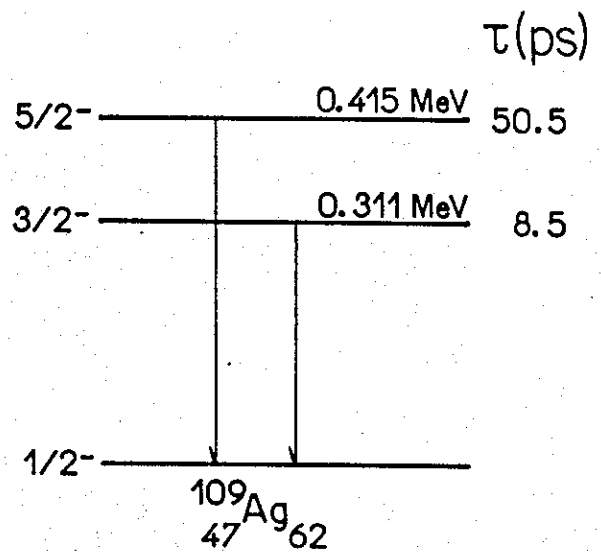
ISÓTOPO	^{107}Ag	^{107}Ag	^{109}Ag	^{109}Ag
TRANSIÇÃO	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$
MULTIPOLARIDADE	$M1+3.4\%E2$	E2	$M1+4\%E2$	E2
(SL)	0.71(06)	-1.32(06)	0.70(06)	-1.32(06)

Tabela IV.1 - Valores das inclinações logarítmicas das distribuições angulares (SL) dos raios gama das transições de interesse.



$$B(E2, 3/2^- \rightarrow 1/2^-) = 0.212 (12) e^2 b^2$$

$$B(E2, 5/2^- \rightarrow 1/2^-) = 0.308 (14) e^2 b^2$$



$$B(E2, 3/2^- \rightarrow 1/2^-) = 0.22 (2) e^2 b^2$$

$$B(E2, 5/2^- \rightarrow 1/2^-) = 0.32 (3) e^2 b^2$$

Fig. IV.1 - Esquema de níveis de $^{107-109}\text{Ag}$, apresentando alguns dados, relevantes ao cálculo das distribuições angulares dos raios gama do decaimento, como spins, paridades, vidas médias e probabilidades de transição.

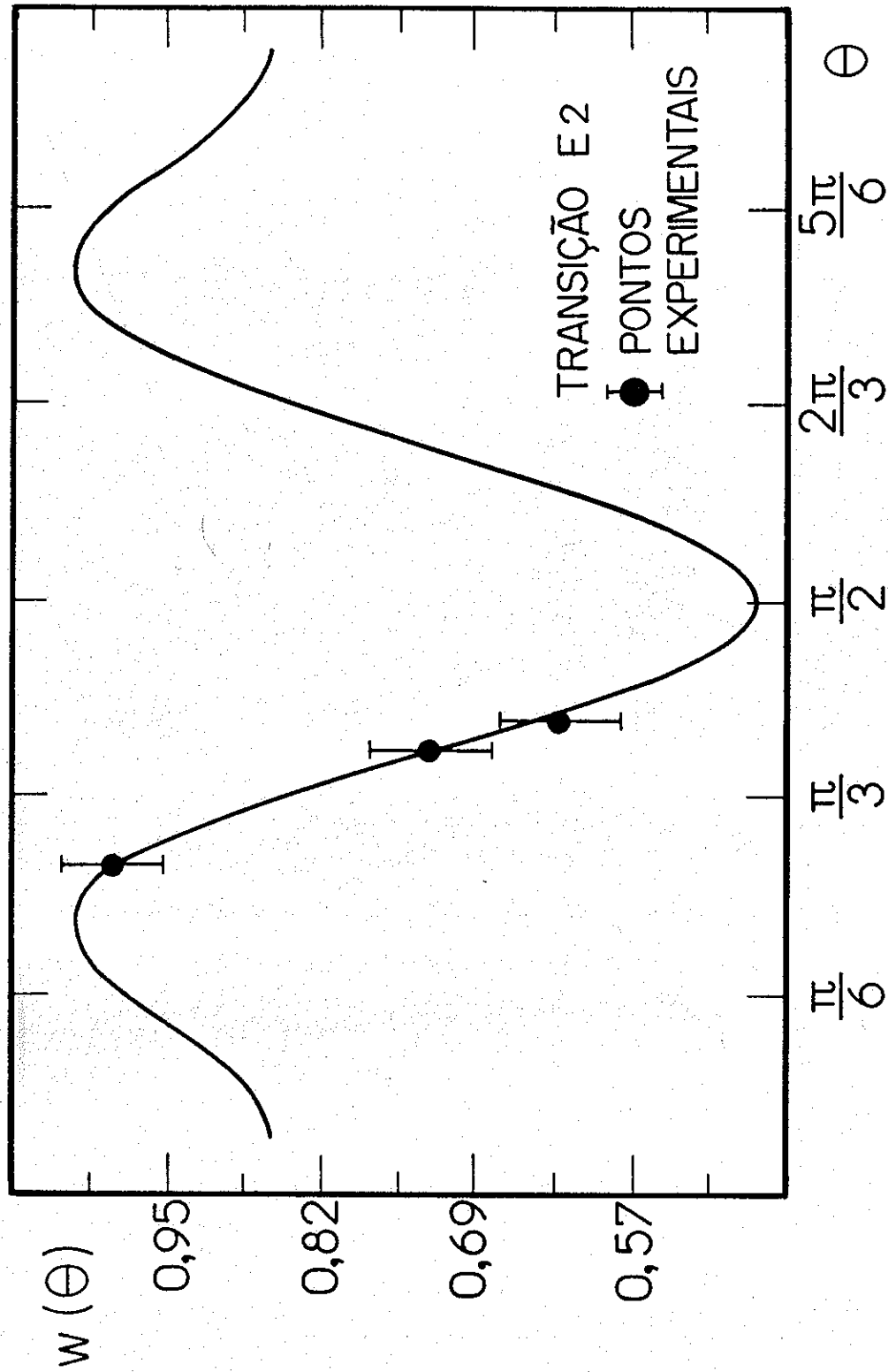


Fig. IV.2 - Distribuição angular para transições quadrupolares elétricas (E2), calculada pelo código Gosia (curva cheia), juntamente com os pontos experimentais. A curva foi normalizada a 45° .

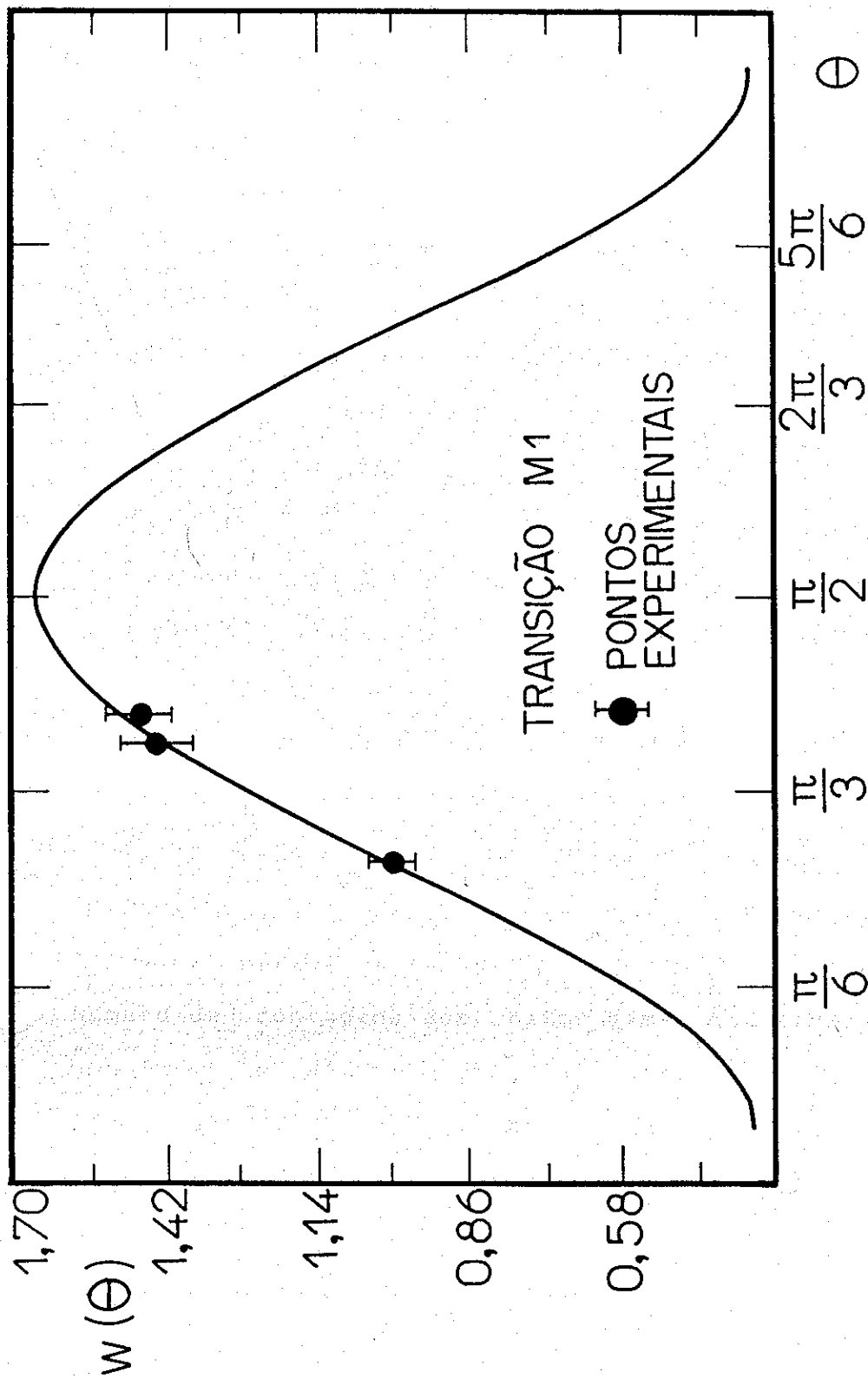


Fig. IV.3 - Distribuição angular para transições dipolares magnéticas (M1), calculada pelo código GOSIA (curva cheia), juntamente com os pontos experimentais. A curva foi normalizada a 45°.

IV.2 - Precessão da Distribuição Angular

A relação entre a variação da taxa de contagens nos detetores gama (ϵ) e a inclinação logarítmica da distribuição angular (SL), fornece diretamente o efeito provocado pela interação do momento magnético nuclear do estado com o campo magnético transiente, que é a rotação da distribuição angular dos raios gama emitidos no decaimento do estado (seção III.1). A variação de contagens é obtida quando a polarização da folha ferromagnética é invertida.

A rotação da distribuição angular é um efeito pequeno (\approx mrad), e por isso é necessário um grande número de contagens para que o efeito não seja mascarado pelos erros estatísticos. Nesse tipo de medida, a determinação das áreas dos picos de raios gama é crítica, principalmente para transições com meia vida curta, pois os picos de raios gama se deformam, devido ao efeito Doppler, e o ajuste gaussiano fica impraticável. Os raios gama em estudo devem ser bem separados em energia, senão haveria superposição desses picos, impedindo uma boa determinação de suas áreas. O número de contagens dos raios gama coletados pelos dois detetores em duas direções de polarização foi extraído das áreas dos picos dos espectros obtidos. Essas áreas foram obtidas somando-se as contagens na região do pico com subtração de um fundo parabólico ajustado por mínimos quadrados. Encontram-se na tabela IV.2 os resultados obtidos

das rotações das distribuições angulares nas 3 tomadas de dados realizadas.

ISÓTOPO	^{107}Ag	^{107}Ag	^{109}Ag	^{109}Ag
TRANSIÇÃO	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$	$3/2^- \rightarrow 1/2^-$	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$
VIDA MÉDIA (ps)	7.2(13)	43.5(29)	8.5(10)	50.5(28)
	Φ (mrad)	Φ (mrad)	Φ (mrad)	Φ (mrad)
1ª Medida	09.7(37)	14.0(24)	15.3(37)	11.8(23)
2ª Medida	20.8(64)	12.1(39)	15.2(61)	09.3(37)
3ª Medida	16.7(37)	10.7(23)	28.9(41)	08.6(22)

Tabela IV.2 - Valores das precessões das distribuições angulares dos raios gama, resultantes da interação do momento magnético do estado nuclear com o campo magnético transiente, obtidos nas 3 tomadas de dados

Como os erros estatísticos envolvidos nas medidas de Φ ($\approx 20\%$) superam em várias ordens de grandeza o efeito do desvio do feixe (≈ 0.4 mrad), resultante da interação com o campo magnético externo (seção III.2.1), não foi necessário corrigir os valores das precessões (Φ) obtidas.

Serão apresentados a seguir alguns detalhes relevantes das 3 medidas realizadas. Na primeira tomada de dados não foi possível a obtenção do espectro de raios gama em coincidência casual com as partículas retroespalhadas, por falta de equipamento eletrônico apropriado, enquanto que

na segunda não foi obtida uma boa estatística. Na terceira tomada de dados, todos esses problemas foram evitados e obteve-se um melhor ajuste para a resolução temporal do sistema eletrônico de detecção. Isso pode ser visto através da relação dos espectros com contagens casuais e com contagens verdadeiras+casuais (fig. IV.4).

Os espectros de raios gama analisados, na terceira tomada de dados, foram obtidos através de uma subtração das contagens entre os espectros em coincidências casuais, e os em coincidências verdadeiras+casuais (vide seção III.8), enquanto que nas duas primeiras, os espectros analisados foram obtidos em coincidências verdadeiras+casuais. Na primeira e terceira tomadas de dados, a estatística nas áreas dos picos de raios gama, em coincidência temporal com as partículas retroespalhadas, ficou em torno de 40.000 contagens nas transições dipolares magnéticas (M1), e em torno de 30.000 contagens nas transições quadrupolares elétricas (E2), enquanto que na segunda tomada de dados essa estatística ficou em torno de 15.000 e 10.000 contagens, respectivamente.

A fim de verificar a variação dos valores das precessões das distribuições angulares, durante a terceira tomada de dados, foi feito um acompanhamento dessas medidas, em intervalos de 6 em 6 horas. Na tabela IV.3 pode-se verificar que essa variação não ultrapassa 17%. Contudo, convém salientar que o número de contagens é importante na

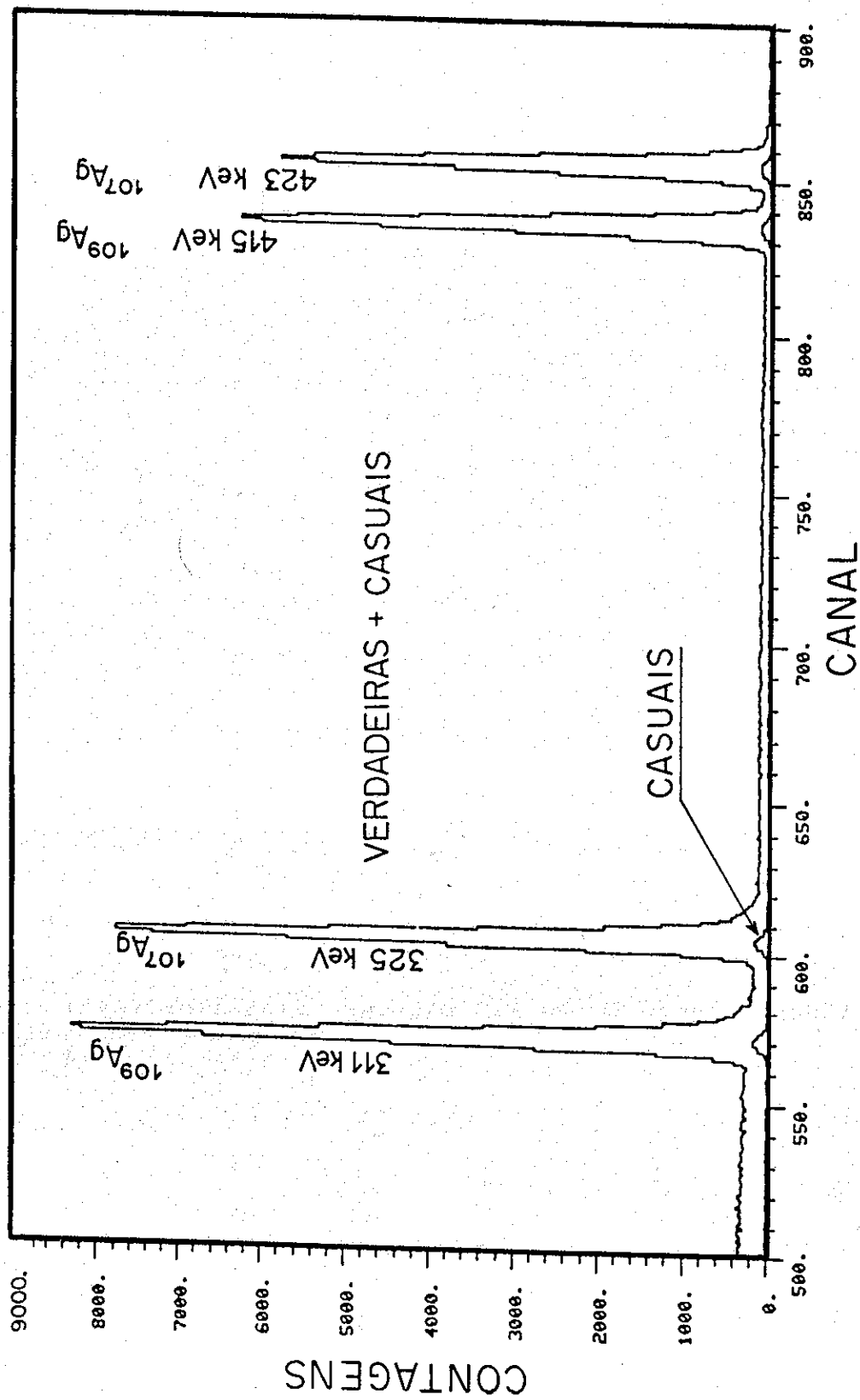


Fig. IV.4 - Espectros típicos de raios gama na região de interesse, onde estão mostrados 2 espectros, um devido a coincidências verdadeiras+casuais, e outro devido a coincidências puramente casuais.

incerteza da medida, que varia de 67% para 26% no caso da transição (5/2- → 1/2-) de ^{109}Ag .

ISÓTOPO	^{107}Ag	^{107}Ag	^{109}Ag	^{109}Ag
TRANSIÇÃO	3/2- → 1/2-	5/2- → 1/2-	3/2- → 1/2-	5/2- → 1/2-
1ª Parcial	16.7(8.0)	12.3(5.4)	31.8(8.0)	7.3(4.9)
2ª Parcial	16.6(4.6)	13.5(3.2)	26.8(5.2)	8.7(2.9)
3ª Parcial	16.7(4.0)	12.6(2.6)	26.0(4.2)	9.4(2.4)
Final	16.7(3.7)	10.7(2.3)	28.9(4.0)	8.6(2.2)

Tabela IV.3 - Valores de precessão da distribuição angular obtidos na terceira tomada de dados, adquiridos em intervalos de 6 horas.

IV.3 - Razão Giromagnética

Os valores da precessão da distribuição angular dos raios gama emitidos no decaimento do estado, estão relacionados com a razão giromagnética (g) e o campo transiente pela equação III.04. O campo transiente (B_{cmr}) é estimado através da curva de Rutgers (seção II.3), com os seguintes parâmetros numéricos:

$$B(v,z) = (88.7 \pm 9.1) \left(\frac{v}{v_0} \right)^{0.45 \pm 0.18} M Z^{1.1 \pm 0.2} \text{ tesla} \quad (\text{IV.01})$$

onde M é a magnetização da folha de ferro à temperatura ambiente ($M = 0.1705 \text{ T}$).⁷⁵ A parametrização para o campo transiente em prata foi obtida através da interpolação dos campos sentidos pelos núcleos de elementos vizinhos ^{106}Pd e ^{108}Cd na mesma região de velocidades. Através dessa interpolação foi obtido um fator de ajuste $C = 1.09(11)$ para a parametrização de Rutgers.⁷⁶

Para a determinação da velocidade inicial (v_i) dos íons de prata ao penetrar na folha de ferro, calculou-se, em primeiro lugar, a energia perdida (E_p) pelo feixe de ^{28}Si ao penetrar metade da espessura do alvo de prata. A energia de recuo (E_R) dos íons de prata foi obtida através de cálculos cinemáticos, através do programa KINEQ,⁴³ que calcula o espalhamento elástico do feixe a $\theta = 153^\circ$ com os íons prata, que é o ângulo médio de detecção no PPAD, e finalmente calculou-se a fração da energia perdida por íons de prata ao atravessarem o restante do alvo de prata (Vide tabela IV.4).

Os valores experimentais do fator-g foram obtidos através dos valores de Φ , e com a utilização de uma rotina (GFACTOR), que integra o campo transiente nas velocidades do íon durante o trânsito no material ferromagnético (equação III.04). A perda de energia (dE/dX) dos íons ao atravessarem esse material, foi extraída da rotina de J.F.Ziegler.⁴⁴ Os resultados obtidos para os fatores giromagnéticos dos estados excitados de $^{107-109}\text{Ag}$ estão na tabela IV.5, onde também pode-se encontrar valores de outros autores.

	1ª Medida	2ª Medida	3ª Medida
	(MeV)	(MeV)	(MeV)
$(E_{i,n})$	76.0	75.0	72.0
$(E_{i,n} - E_p)$	74.2	72.2	69.2
$(E_R) {}^{107}\text{Ag}$	47.3	46.0	44.1
$(E_R) {}^{109}\text{Ag}$	46.8	45.5	43.6
$(E_T) {}^{107}\text{Ag}$	42.9	39.5	37.7
$(E_T) {}^{109}\text{Ag}$	42.4	39.0	37.2

Tabela IV.4 - Tabela ilustrativa do cálculo da energia inicial dos íons de prata (E_T) ao penetrarem na folha ferromagnética. $E_{i,n}$ representa a energia inicial do feixe (${}^{28}\text{Si}$), E_p a energia perdida pelo feixe ao penetrar metade da espessura da camada de prata, e E_R a energia de recuo dos íons de prata após o espalhamento elástico com o feixe.

A média ponderada dos fatores-g obtidos é feita uma vez que a variação é claramente estatística. Percebe-se na tabela IV.5 um bom acordo com os valores da literatura. É bom frisar que o desconhecimento do valor exato do campo transiente introduz incertezas muito grandes na determinação do valor absoluto do fator-g do estado nuclear; contudo, as razões entre os fatores-g de estados de um mesmo núcleo, são valores independentes do campo transiente. As razões dos fatores-g dos estados excitados dos isótopos ${}^{107}\text{-}{}^{109}\text{Ag}$, $g(3/2^-)/g(5/2^-) = 1.2(2)$ e $2.1(4)$, respectivamente,

concordam plenamente com a média dos valores da literatura $g(3/2^-)/g(5/2^-) = 1.5(2)$ e $2.1(3)$.

ESTADO EXC.		$3/2^{-107}\text{Ag}$	$5/2^{-107}\text{Ag}$	$3/2^{-109}\text{Ag}$	$5/2^{-109}\text{Ag}$
ESTE TRABALHO					
1ª Medida		0.31(11)	0.44(7)	0.48(11)	0.37(7)
2ª Medida		0.62(19)	0.36(11)	0.45(18)	0.27(10)
3ª Medida		0.49(11)	0.31(6)	0.84(12)	0.24(6)
Média		0.43(7)	0.36(4)	0.61(7)	0.29(4)
REF.	TÉCNICA				
76	CMT	0.61(12)	0.41(7)	0.66(10)	0.29(6)
77	CMT	0.63(9)	0.37(6)	0.77(10)	0.36(5)
78	CMT	0.70(10)	0.41(6)	0.75(11)	0.35(7)
79	RIG	0.51(7)	0.43(15)	0.56(18)	0.33(10)

Tabela IV.5 - Valores das razões giromagnéticas dos estados excitados de $^{107,109}\text{Ag}$ obtidos nesse trabalho, e os obtidos por outros autores (RIG - Recuo em Gás).

V. DISCUSSÃO E CONCLUSÃO

Com esse trabalho foi implantada a técnica de "alvo triplo", usada na medida de fatores-g de estados de meia vida curta, populados por excitação coulombiana, através da interação com o campo magnético transiente. Os problemas básicos na montagem da experiência, assim como na aquisição e análise dos dados, foram resolvidos satisfatoriamente; além disso, os resultados obtidos concordam, dentro dos erros experimentais, com os reportados por outros autores. Contudo, algumas críticas devem ser feitas no sentido de aprimorar a técnica, para futuras medidas de fatores-g. Serão apresentadas também algumas vantagens e desvantagens do método.

Existem outras fontes de campos magnéticos intensos que podem ser utilizadas em medidas de fator-g. Uma delas, o campo hiperfino estático, tem sido utilizada em medidas de momentos magnéticos de estados com $\tau \geq 20$ ps. Nesse caso é usada a técnica IMPAC, na qual íons são implantados em materiais ferromagnéticos, e é medida a perturbação da distribuição angular do raios gama emitidos no decaimento do estado. Nessa técnica, a magnitude do campo hiperfino pode ser determinada por efeito Mossbauer e seus resultados dependem do conhecimento preciso do valor da vida média do estado (equação I.7). Entretanto, podem ocorrer

danos por radiação no cristal ferromagnético, alterando o valor do campo hiperfino.

Usualmente, a medida de fatores-g de estados nucleares de meia vida curta ($\tau < 10$ ps) requer campos magnéticos tão intensos, que somente o campo transiente é aplicável. Exceções são feitas para alguns núcleos leves, onde os fatores-g foram medidos através do método da distância de recuo.⁴¹⁻⁴² A técnica utilizada nesse trabalho (alvo triplo) é praticamente independente da vida média, para estados com $\tau > 1$ ps, já que a interação ocorre durante o tempo de trânsito no material ferromagnético (≈ 0.5 ps). Além disso, nessa técnica é evitada a região de baixas velocidades ($v < v_0$), na qual existem muitas incertezas na determinação do poder de freamento eletrônico e nuclear. O fator-g de estados de vida média longa podem ser medidos através de vários outros métodos.⁴³

A utilização de gadolínio como sólido ferromagnético na técnica do "alvo triplo", apresenta algumas vantagens sobre ferro, já que, como o seu poder de freamento é menor do que o de ferro⁴⁴, o íon em recuo permanece com velocidades altas ao atravessá-lo, e como o campo transiente é proporcional à velocidade (seção II.3), a interação do momento magnético do estado com o campo deve produzir rotações na distribuição angular da ordem de 2 a 3 vezes maiores, facilitando a medida de fatores-g de pequena magnitude. Entretanto, a utilização de gadolínio requer cuidados especiais, pois como sua temperatura de Curie é de

293 K, a câmara de espalhamento (seção III.4) deve ser modificada para permitir o resfriamento do alvo. O resfriamento poderia ser utilizado também em ferro para evitar o aquecimento provocado pelo bombardeamento do feixe, que pode ser crítico localmente, e com isso não seria mais necessária a limitação imposta à corrente do feixe.

Para a utilização do campo magnético transiente em medidas de fator-g, são necessárias calibrações ou interpolações desse campo, calibrações estas que, no caso de ser conhecido o momento magnético de algum estado excitado do núcleo em questão, ou de qualquer outro isótopo, possibilitam obter a magnitude correta do campo sentido pelos núcleos com mesmo número atômico (Z). Por outro lado, no caso de não ser conhecido nenhum fator-g de estados excitados em núcleos com mesmo Z, pode-se utilizar interpolações do campo magnético transiente sentido por núcleos de elementos vizinhos, na mesma região de velocidades. Entretanto, os valores dos fatores-g obtidos por esse método contêm incertezas inerentes à magnitude correta do campo transiente, que pode apresentar comportamentos bem distintos para núcleos de números atômicos próximos (seção II.2.2.2). Logo, os valores extraídos dessa maneira devem ser revistos a partir de um melhor conhecimento dos processos envolvidos na produção do campo magnético transiente.

Nesse trabalho, os estados nucleares excitados são populados por excitação coulombiana, que só é possível com

núcleos estáveis, além do que, com as energias acessíveis atualmente no laboratório Pelletron, não é possível popular estados de altos spins. Os processos envolvidos nesse mecanismo de reação são bem conhecidos, e no caso de excitações múltiplas devem também ser consideradas durante a análise as precessões dos momentos magnéticos dos estados que decaírem durante a passagem do íon pela camada ferromagnética. Nesse mecanismo pode-se controlar a população dos estados, através da escolha do feixe e da sua energia.⁸⁴

Um método alternativo para a população de estados de altos spins é através de reações fusão-evaporação. Nesse caso, podem ser populados estados de diferentes regiões de spins através da mudança na energia do projétil, ou através da escolha de outra combinação projétil-alvo. A determinação de fatores-g de estados de altos spins, via reações de fusão, requer suposições sobre os níveis no contínuo que decaem em estados de Yrast discretos, e os resultados obtidos são médias dos fatores-g dos estados populados que decaírem durante a passagem pela camada ferromagnética. Este mecanismo pode ser utilizado em medidas de fatores-g de estados de alto spins no laboratório Pelletron, como por exemplo, medidas dos fatores-g de estados excitados em núcleos transicionais na região $A \approx 70$. O estudo de núcleos nessa região, mostra-se muito interessante, por apresentarem rápidas alterações na sua estrutura com a adição de apenas alguns núcleons.⁸⁵ A medida dos fatores-g de estados

excitados dos isótopos pares de criptônio (Kr), permitiriam um estudo sistemático em função do número de nêutrons. Esses núcleos podem ser produzidos, via reações de fusão, com feixes e energias disponíveis no laboratório Pelletron. Outros núcleos interessantes de serem estudados nessa região de massa, são os isótopos $^{66,68}\text{Zn}$ por apresentarem fenômenos como "backbending" em spins não muito altos, 6^+ e 8^+ , respectivamente. As medidas dos fatores-g nessa região de spins podem apresentar uma confirmação do alinhamento rotacional nesses núcleos, e dos núcleons que tomam parte desse alinhamento.

A técnica utilizada nesse trabalho é muito interessante, principalmente por se situar entre grandes áreas de estudo que são a física do estado sólido, a física atômica e a física nuclear. Seus resultados propiciam medidas que há pouco tempo eram impossíveis de serem realizadas, revelando discrepâncias, ou mesmo comprovando teorias. Os mecanismos propostos para a origem do campo transiente conseguem interpretar muitos fenômenos observados, como o aparecimento de anomalias e a perda de magnitude em altas velocidades. Contudo, seus resultados são insuficientes para um completo entendimento do campo em todas as regiões de velocidade. Portanto, são necessárias novas medidas do campo transiente, tanto em função da velocidade e número atômico do íon, como da magnetização do material ferromagnético, além de estudos mais aprofundados no que se refere à região de validade de cada mecanismo, e

principalmente as regiões de transição entre um mecanismo e outro.

As magnitudes absolutas dos fatores-g experimentais foram obtidas através da interpolação do campo transiente, dada pela parametrização de Rutgers²⁴. Contudo, a possibilidade de desvios abruptos nessas interpolações, em função do número atômico do íon (figura II.10), compromete as medidas, dependendo de uma compreensão melhor desse fenômeno. Entretanto, essas medidas determinam as razões dos fatores-g dos estados de um mesmo núcleo, de uma maneira independente do valor do campo transiente. Concluindo, a reprodução das razões dos fatores-g dos estados $3/2^-$ e $5/2^-$ de $^{107-109}\text{Ag}$ é suficiente para considerar dominada a técnica de medidas através da perturbação da distribuição angular, provocada pela interação do momento magnético do estado com o campo transiente.

REFERÊNCIAS

- (1) H. Enge - Introduction to Nuclear Physics (Addison-Wesley Publishing Company) 4^a ed. (1971) p. 158
- (2) M. E. Barclay et al. - J. Phys. G12 (1986) L295
- (3) S. A. Hjorth et al. - Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 878
- (4) A. Z. Hryniewicz - Hyperfine Interaction Studies in Beam (1983) comunicação particular
- (5) D. Ballon et al. - Phys. Rev. C 33 (1986) 1461
- (6) R. R. Borchers, J. D. Bronson, D. E. Murnick, L. Grodzins - Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 1099
- (7) L. Grodzins, R. R. Borchers, G. B. Hagemann - Phys. Letters 21 (1966) 214
- (8) R. B. Frankel et al. - Phys. Lett. 15 (1965) 163
- (9) L. S. Kisslinger & R. A. Sorensen - Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853
- (10) K. Auerbach et al. - Phys. Letters 22 (1966) 229
- (11) K. Johansson, E. Karlsson, R. W. Sommerfeldt - Phys. Letters 22 (1966) 297
- (12) R. R. Borchers et al. - Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 424
- (13) H. Kopfermann - Nuclear Moments (Academic Press, 1958)
- (14) N. Rud & K. Dybdal - Physica Scripta 34 (1986) 561
- (15) J. Lindhard & A. Winther - Nucl. Phys. A166 (1971) 413
- (16) J. L. Eberhardt et al. - Hyp. Int. 3 (1977) 195
- (17) J. D. Jackson - Classical Electrodynamics (John Wiley & Sons Inc., 1962) p. 132
- (18) N. F. Mott & H. S. Massey - The Theory of Atomic Collisions (Oxford University Press, 1950)
- (19) J. L. Eberhardt et al. - Nucl. Phys. A229 (1974) 162
- (20) G. K. Hubler, H. W. Kugel, D. E. Murnick - Phys. Rev. C 9 (1974) 1954

- (21) J. F. Brennan - Tese de Doutorado (State University of New Jersey, 1978)
- (22) M. Forterre et al. - Phys. Lett 55B (1975) 56
- (23) M. Forterre et al. - Phys. Rev. C 11 (1975) 1976
- (24) J. L. Eberhardt, G. V. Middelkoop, R. E. Horstman, H. A. Doubt - Phys. Lett. 56 B (1975) 329
- (25) M. B. Goldberg et al. - Hyp. Int. 1 (1976) 429
- (26) N. K. Shu et al. - Phys. Rev. C 21 (1980) 1828
- (27) N. Benczer-Koller, M. Hass, J. Sak - Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 53
- (28) A. E. Stuchbery, C. G. Ryan, H. H. Bolotin, S. H. Sie - Phys. Rev. C 23 (1981) 1618
- (29) A. Becker et al. - Hyp. Int. 11 (1981) 279
- (30) R. Levy et al. - Phys. Rev. C 25 (1982) 293
- (31) A. E. Stuchbery, C. G. Ryan, H. H. Bolotin - Hyp. Int. 13 (1983) 275
- (32) D. Häusser et al. - Nucl. Phys. A406 (1983) 339
- (33) A. E. Stuchbery et al. - Hyp. Int. 36 (1987) 75
- (34) N. Rud - Physica Scripta 28 (1983) 277
- (35) K. Dybdal, J. L. Eberhardt, N. Rud - Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 592
- (36) R. B. Leighton - Principles of Modern Physics (McGraw-Hill Book Company, Inc., 1959) 409
- (37) K. H. Speidel et al. - Phys. Lett. 76 A (1980) 414
- (38) M. Barat & W. Lichten - Phys. Rev. A 6 (1972) 211
- (39) G. V. Middelkoop - Hyp. Int. 4 (1978) 238
- (40) K. Dybdal, J. S. Forster, N. Rud - Nucl. Ins. Meth. 170 (1980) 233
- (41) H. R. Andrews et al. - Nucl. Phys. A383 (1982) 509
- (42) A. E. Stuchbery et al. - Hyp. Int. 36 (1987) 75
- (43) D. Häusser et al. - Nucl. Phys. A412 (1984) 141

- (44) K. H. Speidel - Hyp. Int. 34 (1987) 167
- (45) N. Benczer-Koller, D. J. Ballon, A. Pakou - Hyp. Int 33 (1987) 37
- (46) N. Benczer-Koller - Hyp. Int. 24-26 (1985) 461
- (47) N. Rud et al. - Phys. Lett. 101B (1981) 35
- (48) K. Dybdal, J. S. Forster, N. Rud - Phys. Rev B 19 (1979) 3427
- (49) A. E. Stuchbery, L. Wood, R. A. Bark, H. H. Bolotin - Hyp. Int. 20 (1984) 119
- (50) A. E. Stuchbery, C. G. Ryan, H. H. Bolotin - Hyp. Int. 13 (1983) 275
- (51) H. Frauenfelder & R. M. Steffen - Alpha-Beta and Gamma Ray Spectroscopy (ed. K. Siegbahn - North Holland, Amsterdam, 1965) vol. 2 p.997
- (52) K. Alder et al. - Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 432
- (53) D. Häusser et al. - Nucl. Ins. Meth. 169 (1980) 539
- (54) J. M. Brennan, M. Hass, N. K. Shu, N. Benczer-Koller Phys. Rev. C21 (1980) 574
- (55) L. Grodzins - Hyperfine Structure and Nuclear Radiations (North Holland - Amsterdam, 1968) 607
- (56) K. Dybdal, J. S. Forster, N. Rud - Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1711
- (57) G. Goldring, R. Kalish, H. Spehl - Nucl. Phys 80 (1966) 33
- (58) L. A. Tessarotto et al. - Proc. Int'l Ions Engineering Congress - Kyoto (1983) 147
- (59) R. Middleton - Nucl. Ins. Meth. 144 (1977) 373
- (60) D. Sala & G. Spalek - Nucl. Ins. Meth. 122 (1974) 213
- (61) H. Stelzer - Nucl. Ins. Meth. 133 (1976) 409
- (62) D. H. Wilkinson - Ionization Chambers and Counters (Cambridge - University Press, 1950)
- (63) W. T. Milner - VAXPAK Notes (1987) - comunicação particular

- (64) J. F. Ziegler - The Stopping and Ranges of Ions in Matter (Pergamon Press, 1980) vol.1
- (65) C. R. Appoloni - Preparação de Alvos - Apostila IFUSP (1974)
- (66) J. L. Gallant & P. Dmytrenko - Nucl. Ins. Meth. 200 (1982) 127
- (67) L. G. Emediato, E. W. Cybulska, R. V. Ribas, C. M. Figueiredo - Construção de um magnetômetro - IX Reunião de Trabalho Sobre Física Nuclear no Brasil (1986)
- (68) J. R. Reitz, F. J. Milford, R. W. Christy - Fundamentos da Teoria Eletromagnética (ed. Campus, 1982)
- (69) I. Baumvol - Tese de Mestrado (USP, 1974)
- (70) S. D. Paciornik et al. - Migração de um sistema de aquisição de dados estocásticos em física nuclear de um ambiente Honeywell/IBM para ambiente VAX/780 e hardware adicional - Anais do 5º Simpósio de Usuários Digital (1987)
- (71) T. Czosnyka, D. Cline, C. Y. Wu - Biennial Report of Nuclear Structure Research Laboratory, Univ. of Rochester (1982/83) 130
- (72) A. E. Litherland & A. J. Ferguson - Can. Jour. Phys 39 (1961) 788
- (73) B. Harmatz - Nuclear Data Sheets 34 (1981) 643
- (74) J. Blachot - Nuclear Data Sheets 41 (1984) 111
- (75) F. Keffer - Handbuch der Physik - vol. 18/2 (1966) 1
- (76) D. Ballon et al. - Phys Rev. C 33 (1986) 1461
- (77) L. D. Wood et al. - Nucl. Phys. A427 (1984) 639
- (78) D. Bazzaco et al. - Nuovo Cimento 84 (1984) 106
- (79) T. R. Miller et al. - J. Phys. Soc. Jpn. 34 (1973) 107
- (80) G. K. Wertheim - Mossbauer effect: Principles and Applications - (Academic Press, 1971)
- (81) R. E. Horstman et al. - Nucl. Phys. A248 (1975) 291
- (82) J. Asher et al. - Jour. Phys. G10 (1984) 1079

- (83) V. S. Shirley & C. M. Lederer - Proc. Int. Conf. on Hyperfine Interactions Studies in Nuclear Reactions and Decay (ed. E. Karlsson and R. Wappling - Almqvist & Wiksell - Stockholm, 1975)
- (84) H. R. Andrews et al. - Phys. Lett. 45 (1980) 1835
- (85) J. H. Hamilton et al. - Nuclear Science Research Conference Series (ed. N. Johnson) vol.4 (1982) 227
- (86) J. H. Hamilton et al. - Lectures Notes in Physics 92 (1979) 253

ERRATA

Onde se lê	leia-se
Pag. 1 § 3 - fórmulas de Schimdt	- fórmulas de Schmidt
Pag. 2 § 1 - carta de nuclídios	- carta de núcleos
Pag. 43 - $19.0 Z(v/v_0)M e^{-0.12(v/v_0)}$	- $19.0 Z(v/v_0) e^{-0.12(v/v_0)}$
Pag. 43 - $16.9 Z^{1.1} M (v/v_0)^{0.45}$	- $96.7 Z^{1.1} M (v/v_0)^{0.45}$
Pag. 44 - $aZM(v/v_0)(1+e^{(7v_0-v)/\sigma v_0})^{-1}$	- $aZ(v/v_0)(1+e^{(7v_0-v)/\sigma v_0})^{-1}$
Pag. 66 legenda fig. III.8 - calculada para íons	- calculada ⁴³ para íons
Pag. 67 § 1 - alguns feixe de íons	- alguns feixes de íons
Pag. 74 § 1 - tipo Townsend	- tipo Townsend
Pag. 74 § 1 - coeficiente de Townsend	- coeficiente de Townsend
Pag. 89 Fig IV.1 - $B(M1,3/2 \rightarrow 1/2^-)$	- $B(E2,3/2 \rightarrow 1/2^-)$
Pag. 106 § 10 - K. Averbach	- K. Auerbach
Pag. 109 § 9 - A. E. Lithertan	- A. E. Litherland