

**Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física “Gleb Wataghin”**

Dissertação de Mestrado

**MÉTODOS ALTERNATIVOS
DE MULTI-PASSO
EM ESPALHAMENTO
DE LUZ À 90°.**

Marcelo de Jesus Rangel Monteiro

Orientador: Prof. Dr. Munemasa Machida

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Munemasa Machida – IFGW / UNICAMP
Prof. Dr. Antonio Manoel Mansanares – IFGW / UNICAMP
Prof. Dr. Luiz Ângelo Berni – LAP / INPE

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação da
Universidade Estadual de Campinas, como parte dos requisitos à
obtenção do título de Mestre em Física

Outubro de 1999

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

M764m

Monteiro, Marcelo de Jesus Rangel
Métodos alternativos de multi-passo em espalhamento
de luz à 90°. - Campinas, SP : [s. n.], 1999.

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

1. Espalhamento Rayleigh. 2. Espalhamento Thomson.
3. Espectroscopia visível. 4. Nitrogênio. I. Machida,
Munemasa. II. Universidade Estadual de Campinas.
Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

Dedicatória

À Joelma Leão e aos meus familiares
pelo incentivo e carinho.

Agradecimentos

Ao meu orientador, Prof. Dr. Munemasa Machida, pela confiança em mim depositada desde a Iniciação Científica, pelo incentivo e ajuda na elucidação de problemas pertinentes aos trabalhos realizados, durante todo este período de convivência.

Aos Profs. Drs. Luiz Ângelo Berni (INPE) e Delton de Oliveira Campos (USP) , pelo apoio e discussões úteis.

Aos Profs. Drs. Antônio Clemente e Carlos Alberto Ferrari, pelos conselhos e sugestões referentes à este trabalho.

Ao Prof. Dr. Roberto Y. Honda, pelas ajudas fornecidas na solução dos problemas de vácuo apresentadas.

Ao André Máscia Daltrini, pelas conversas e discussões úteis a respeito dos experimentos.

Aos técnicos do Laboratório de Plasmas, Douglas e Fernando pelas ajudas técnicas prestadas na fabricação de componentes mecânicos.

Ao apoio financeiro da FAPESP.

A todos,

Muito Obrigado!

Resumo

O Espalhamento Thomson é utilizado na determinação direta da temperatura eletrônica[Glad95], e indireta, via Espalhamento Rayleigh, da densidade eletrônica dos plasmas em nosso laboratório[Bern96-2] e [Camp98].

Apesar de sua confiabilidade, o Espalhamento Thomson não é amplamente utilizado em todo o mundo por causa da sua difícil execução, uma vez que o sinal espalhado é muito pequeno, fazendo-se necessário um grande aumento da potência incidente.

Neste contexto, este trabalho apresenta um estudo e comparação de dois tipos de sistemas de multipassagem que servem para o aumento da potência incidente: o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais e o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90 graus. Esta comparação foi realizada com o uso do Espalhamento Rayleigh, em nitrogênio, com uma geometria e ótica de espalhamento idêntico ao Espalhamento Thomson no tokamak NOVA - UNICAMP[Dalt99].

O Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° apresentou um menor ganho, $2,96 \pm 0,11$, comparado com aquele apresentado pelo Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais[Kant99], que foi de $4,61 \pm 0,42$. Isto foi devido a perdas que ocorrem principalmente nas bordas das lentes do Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°, apesar de utilizarmos tratamento anti-refletor nos elementos óticos.

No que diz respeito à montagem, o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° é mais difícil de ser montado e permite um número menor de passagens do feixe do laser. No entanto, o alinhamento entre as óticas de entrada e coleção para este sistema é bem mais fácil do que aquele para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, permitindo uma melhor aquisição do sinal espalhado.

Devido ao fato de que o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais permite um maior número de passagens consideramos o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais como o mais eficiente na realização do Espalhamento Rayleigh, apesar de o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° apresentar maiores valores de espalhamento para seis passagens do laser. Portanto, o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais será utilizado, a princípio, na realização do Espalhamento Thomson multipassagem no Tokamak NOVA-UNICAMP, e se for necessário um aumento em sinal espalhado, então utilizaremos o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° .

Abstract

The Thomson scattering has been used on the straight determination of the electron temperature[Glad95], and indirectly, by Rayleigh scattering, of the electron density of the plasmas in our laboratory [Bern96-2] and [Camp98].

This diagnostic is very accurate, but the Thomson scattering is not so easily used because of its hard execution, once the scattering signal is very low, and the incident power must be very high.

In this context, this work presents a study and further comparison between two kinds of multipass systems which were used to increase the incident power: the System of Concentrical Concave Mirrors and the System of Lens and Plan Mirrors Placed at 90 Degrees. This comparison was realised with the use of the Rayleigh scattering, in nitrogen, using a scattering geometry and optics alike the Thomson scattering set up in the tokamak NOVA-UNICAMP[Dalt99].

The System of Lens and Plan Mirrors Placed at 90 Degrees had a small gain, 2.96 ± 0.11 , if compared with the System of Concentrical Concave Mirrors[Kant98] e [Kant99], which was 4.61 ± 0.42 . The cause was the loss of energy in the edges of the lens in the System of Lens and Plan Mirrors Placed at 90 Degrees, in spite of anti-reflector coating on the optical elements.

Related to assembly, the System of Lens and Plan Mirrors Placed at 90 Degrees is more hard of to be assembled and allows a fewer number of pass of the laser beam. Nevertheless, the alignment

between the entrance and collection optics is more easy to be carried out, allowing a better acquisition of the scattered signal.

Due to the fact that the System of Concentrical Concave Mirrors allows a bigger number of passes of the laser beam, we consider it as more efficient in the execution of Rayleigh scattering, in spite of the System of Lens and Plan Mirrors Placed at 90 Degrees have generated bigger values of scattering for six passes of the laser beam. Therefore, firstly, the System of Concentrical Concave Mirrors will be used in the execution of the multipass Thomson scattering in the tokamak NOVA - UNICAMP, and if a bigger values of scattered signal were needed, then will be used the System of Lens and Plan Mirrors Placed at 90 Degrees.

Índice

1. Introdução	01
2. Teoria de Espalhamento da Luz	04
2.1. Introdução	04
2.2. Espalhamento Thomson	04
2.3. Espalhamento Rayleigh	17
3. Sistemas de Multipassagem	27
3.1. Introdução	27
3.2. Características Básicas dos Sistemas de Multipassagem	28
3.2.1. Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°	29
3.2.2. Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais	33
3.2. Simulações Utilizadas no Espalhamento Rayleigh	38
4. Aparato Experimental	42
4.1. Introdução	42
4.2. Laser de Rubi e Fotodiodo	43
4.3. Câmara e Sistema de Vácuo e Injeção de Gás	46
4.4. Ótica	46
4.4.1. Ótica de Entrada	47

4.4.2. Ótica de Saída -----	47
4.4.3. Ótica de Coleção -----	48
4.5. Os Lasers de Alinhamento -----	49
4.6. Sistema de Aquisição de Dados -----	50
4.6.1. Espectrômetro -----	50
4.6.2. Fotomultiplicadora -----	51
4.6.3. Osciloscópio -----	52
4.6.4. Computador e Impressora -----	53
5. Coleta de Dados e Resultados -----	54
5.1. Introdução -----	54
5.2. Processo de Obtenção dos Dados -----	54
5.3. Técnicas de Medição -----	57
5.3.1. Medidas do “Stray-light” -----	57
5.3.2. O Sinal Rayleigh -----	58
5.3.3. Pico do Sinal Total e “Stray-light” -----	60
5.3.4. A Abertura das Fendas do Espectrômetro-----	63
5.3.5. A Passagem Única Normal e Inclinada-----	65
5.3.7. Curvas de Calibração -----	66
5.4. Resultados -----	69
5.4.1. Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais -----	70
5.4.2. Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° -----	73
5.4.3. Comparação entre os Sistemas -----	76
6. Conclusões e Perspectivas Futuras -----	79

Lista de Figuras ----- 82

Lista de Tabelas ----- 86

Referências ----- 87

Capítulo 1

Introdução

O estudo do plasma, considerado o quarto estado da matéria, é muito importante devido às suas várias aplicações, tais como: maçaricos de plasma para corte, tratamento de materiais na indústria, e, dentre outras, a que parece ser a mais importante hoje, a fusão nuclear. Desde a década de 50 e 60, alguns tipos de máquinas foram construídas com o objetivo de geração de plasma, podemos citar: theta-pinchs, z-pinchs, tokamaks, além de outras[Chen84].

Para que uma máquina de plasma possa gerar mais energia do que consome, ou seja, ser economicamente viável, ela tem que apresentar valores de densidade e de tempo de confinamento de tal forma que o produto destas duas grandezas seja maior que $10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$, e sua temperatura tem que ser maior que 10 KeV. Esta condição é conhecida como critério de Lawson [Bitt95].

O tokamak é uma máquina que pode apresentar valores próximos àqueles exigidos pelo critério de Lawson. Por isso, são bastante utilizados hoje em dia nos estudos relacionados à fusão nuclear.

Para que possamos entender as características principais dos plasmas gerados nestas máquinas, faz-se necessário a utilização de diagnósticos confiáveis que permitam a medida de grandezas físicas tais como temperatura, densidade, tempo de confinamento e outras mais.

Neste contexto, o Espalhamento Thomson é um diagnóstico utilizado na determinação direta da temperatura eletrônica, e indireta, da densidade eletrônica do plasma[Glad93]. Ele é devido ao espalhamento de fótons pelas partículas livres carregadas no plasma. Uma de suas vantagens é o fato de não perturbar o plasma, uma vez que a frequência associada ao laser de rubi, laser geralmente utilizado devido à sua alta potência, não entra em ressonância com as frequências iônicas e eletrônicas características da maioria dos plasmas[Shef75].

Também, com o objetivo de realização do Espalhamento Thomson, para a medida de densidade, freqüentemente, faz-se uso do Espalhamento Rayleigh. Este espalhamento, diferentemente do Espalhamento Thomson, é devido ao espalhamento de fótons por cargas ligadas, como ocorre com os elétrons na molécula de nitrogênio. Ele é utilizado para fazer a calibração ótica do sistema no Espalhamento Thomson. Daí ser a medida da densidade feita de forma indireta.

Apesar de sua confiabilidade, o Espalhamento Thomson não é amplamente utilizado por causa da sua difícil execução. Devido ao fato de ser o sinal espalhado muito pequeno, já que a seção de choque de espalhamento é geralmente pequena[Shef75], o ruído inerente à medida do sinal espalhado acaba sendo da ordem do próprio sinal em si, fazendo com que a medida deste não seja muito precisa.

Uma vez que o sinal espalhado é muito pequeno, faz-se necessário o aumento da potência incidente, uma vez que o sinal espalhado é proporcional a esta[Jack83].

Para isso, pode ser utilizado um laser mais potente, mas poucos Joules a mais, pode significar uma quantia muito maior de dinheiro a ser investida no projeto para medidas da temperatura e densidade eletrônicas, além de complicar em muito em termos de ótica e manutenção do laser.

Uma das alternativas é o uso da multipassagem do feixe no plasma com o objetivo de aumentar a potência incidente. Ao sistema que realiza este trabalho, damos o nome de sistema de multipassagem.

Um dos sistemas de multipassagem, o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, já tinha sido utilizado no Laboratório de Plasmas / UNICAMP, [Bern96] e [Camp97], mostrando que realmente ocorria um aumento do sinal Thomson espalhado.

Neste contexto, o objetivo do trabalho aqui apresentado foi o estudo e comparação de três tipos de sistemas para posterior utilização na realização do Espalhamento Rayleigh: o Sistema de Espelhos Côncavos Confocais, o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais e o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90 graus.

Optamos por realizar este estudo com o Espalhamento Rayleigh, com laser de rubi, ao invés de realizar o Espalhamento Thomson, que é mais complicado, haja vista que o objetivo principal do trabalho é a determinação do sistema de multipassagem mais eficiente, que será utilizado, então, posteriormente, na execução do Espalhamento Thomson no tokamak NOVA-UNICAMP.

Com o objetivo de facilitar a dissertação, optamos por dividir a tese da seguinte forma: apresentamos toda a parte teórica no capítulo 2; as simulações e características básicas dos dois sistemas de multipassagem são mostrados no capítulo 3; já no capítulo 4, apresentamos todo o aparato experimental necessário para a execução do Espalhamento Rayleigh; no capítulo 5 mostramos como foi feita a coleta de dados, as técnicas de medição e os resultados experimentais juntamente com as devidas análises; e finalmente, no capítulo 6, apresentamos as conclusões e perspectivas futuras.

As unidades utilizadas neste trabalho são aquelas do Sistema Internacional (SI) ou MKS.

Capítulo 2

Teoria de Espalhamento da Luz

2.1 - Introdução

O Espalhamento Thomson tem sido realizado em nosso laboratório com o objetivo de medidas de temperatura e densidade eletrônicas do plasma [Bern96] e [Camp97]. Para a medida da densidade no Espalhamento Thomson, geralmente é feita a calibração ótica do sistema através da utilização do Espalhamento Rayleigh.

Para que possamos entender a importância do Espalhamento Rayleigh na determinação da densidade eletrônica do plasma, precisamos, a princípio, saber um pouco da teoria do Espalhamento Thomson. Por isso, na seção 2.2, mostraremos as equações básicas para se chegar a equação do sinal Thomson espalhado, sendo que maiores detalhes podem ser encontrados em [Shef75]. Finalmente, na seção 2.3, será mostrada a teoria do Espalhamento Rayleigh e a sua relação com o espalhamento Thomson.

2.2 - Espalhamento Thomson

O espalhamento Thomson é o espalhamento dos fótons incidentes por um número geralmente muito grande de partículas carregadas. Inicialmente, trataremos do espalhamento por uma única carga.

É sabido que uma partícula ao ser atingida por uma onda eletromagnética \vec{E}_i sofre aceleração e emite radiação espalhada \vec{E}_s .

Devido a velocidade finita da luz, esta radiação, medida no tempo t , na posição do observador R , foi gerada no tempo retardado t' , e é descrita por [Jack83] :

$$\vec{E}_s(\vec{R}', t') = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \cdot c \cdot R} [\hat{s} \times (\hat{s} \times \dot{\vec{\beta}})]_{\text{ret}} \quad (2.2.1)$$

onde : v , q e r são velocidade, carga e posição da partícula, respectivamente.

$$\beta = \frac{v(t')}{c} \quad (2.2.2)$$

$$t' = t - \frac{R'}{c} \cong t - \frac{R}{c} + \frac{\hat{s} \cdot \vec{r}}{c}$$

c : velocidade da luz

ϵ_0 : permissividade elétrica

\hat{s} : versor na direção do espalhamento

Se desprezarmos os efeitos do campo magnético \vec{B}_i , a equação de movimento fica :

$$m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt'} = q \cdot \vec{E}_{i0} \cdot \cos[\vec{k}_i \cdot \vec{r}(t') - \omega_i \cdot t'] \quad (2.2.3)$$

onde : $\frac{d\vec{v}}{dt'}$: aceleração

$E_{i0}, \omega_i, \vec{k}_i$: intensidade, frequência e vetor de onda do campo elétrico incidente, respectivamente.

$$\vec{r}(t') = \vec{r}(0) + \vec{v} \cdot t'$$

Ou ainda, substituindo a equação (2.2.3) na equação (2.2.1) temos

$$\vec{E}_s(\vec{R}, t) = \frac{q^2 \cdot E_{i0}}{4\pi\epsilon_0 \cdot c^2 \cdot m \cdot R} \cdot [\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e}_i)] \cdot \cos[k_s \cdot R - \omega_s \cdot t - (\vec{k}_s - \vec{k}_i) \cdot \vec{r}(0)], \quad (2.2.4)$$

com \hat{e}_i , na direção de \vec{E}_{i0} .

Por sua vez, a potência espalhada por unidade de ângulo sólido em função do módulo do campo elétrico é dada por [Jack83]:

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = R^2 \cdot \epsilon_0 \cdot c \cdot E_s^2 \quad (2.2.5)$$

Com (2.2.4) em (2.2.5) e como o valor médio do termo oscilatório é 1/2, encontramos :

$$\frac{d\bar{P}_s(R)}{d\Omega} = \frac{\epsilon_0 \cdot c \cdot E_{i0}^2 \cdot r_q^2}{2} \cdot [\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e}_i)]^2 \quad (2.2.6)$$

onde $r_q = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot m \cdot c^2}$ é o raio clássico do elétron, para $q = e$, $m = m_e$.

Vemos, então, que a maior contribuição será devido aos elétrons, já que a potência espalhada pelos íons, devido a dependência da massa, pode ser negligenciada.

O termo entre colchetes de (2.2.6) se reduz a, $[\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e}_i)]^2 = 1 - \sin^2(\theta) \cdot \cos^2(\phi)$, com \hat{e}_i , θ e ϕ definidos na fig. 2.1.

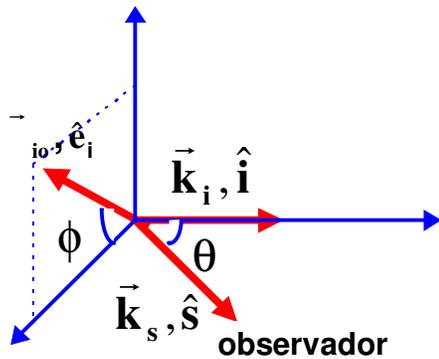


Fig. 2.1 : Diagrama representando uma onda incidente polarizada.

Podemos reescrever a potência espalhada por unidade de ângulo sólido, para uma única carga, também como:

$$\frac{d\bar{P}(R)}{d\Omega} = \frac{P_i}{A} \cdot \frac{d\sigma_T}{d\Omega}, \quad (2.2.7)$$

sendo $P_i = \left(\frac{\epsilon_0 \cdot c \cdot E_{i0}^2}{2} \right) \cdot A$ a potência do feixe incidente no volume espalhador,

A : secção transversal do feixe incidente,

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = r_e^2 \cdot [\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e}_i)]^2 = r_e^2 \cdot [1 - \sin^2 \theta \cdot \cos^2 \phi] : \text{secção de choque}$$

diferencial Thomson.

No entanto, o espalhamento Thomson observado é o resultado da contribuição de todos os íons e elétrons espalhadores contidos no plasma.

De forma semelhante ao espalhamento por uma única carga, a potência espalhada por unidade de ângulo sólido no ponto de observação é :

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \epsilon_0 \cdot c \cdot R^2 \cdot \left(\sum_{j=1}^n E_{js} \sum_{l=1}^n E_{ls} \right)$$

ou

(2.2.8)

$$\frac{dP_s}{d\Omega} = \frac{\epsilon_0 \cdot c \cdot R^2}{2} \cdot N \cdot E_s^2 + \epsilon_0 \cdot c \cdot R^2 \cdot N \cdot (N-1) \cdot \overline{(E_j \cdot E_i)}_{j \neq i},$$

onde separamos os termos nos quais $j=i$ e $j \neq i$. Repare a semelhança entre o primeiro termo do lado direito da igualdade e a equação (2.2.6).

O espalhamento pode ser considerado como coerente ou incoerente, e para cada caso existe uma função de distribuição de velocidade eletrônica adequada.

O espalhamento incoerente é representado pelo primeiro termo de (2.2.8), representando o espalhamento obtido por N elétrons distribuídos aleatoriamente. Este espalhamento acontece quando o parâmetro de Salpeter é muito menor que um. Este parâmetro é definido como [Shef75]:

$$\alpha = \frac{1}{k_i \cdot \lambda_D} \approx \frac{\lambda_i}{4 \cdot \pi \cdot \lambda_D \cdot \text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.2.9)$$

onde:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot K \cdot T}{e^2 \cdot n}} : \text{comprimento de Debye do plasma}$$

θ : ângulo de observação

K : constante de Boltzmann

T : temperatura em Kelvin

e : carga eletrônica

n : densidade

ϵ : constante dielétrica

k_i : número de onda angular da radiação incidente

Assim, para $\alpha \ll 1$, a onda eletromagnética consegue distinguir as partículas numa escala de comprimento em que elas parecem estar livres uma das outras[Shef75].

Por outro lado, quando α é próximo ou maior que um, os efeitos de correlação devem ser levados em conta, devido ao efeito coletivo das partículas

no plasma. Ou seja, o segundo termo do lado direito de (2.2.8), que representa o espalhamento coerente, só contribuirá quando a posição dos elétrons estiverem correlacionadas. Sendo esta correlação devido à interação dos elétrons com os íons e com outros elétrons, devido a força coulombiana entre eles.

Também podemos reescrever a equação (2.2.8) da seguinte forma [Shef75],

$$P_s(R)d\Omega = \epsilon_0 \cdot c \cdot R^2 \cdot d\Omega \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \left| \bar{E}_s^T \right|^2 \quad (2.2.10)$$

Onde o limite $T \rightarrow \infty$ corresponde a tempos maiores que o tempo de coerência das flutuações no plasma[Born65].

A potência espalhada em termos da frequência pode ser escrita através da definição do campo elétrico espalhado em termos da transformada de Fourier da equação (2.2.10), resultando em:

$$P_s(R, \omega_s)d\Omega d\omega_s = \epsilon_0 \cdot c \cdot R^2 \cdot d\Omega \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi \cdot T} \int_{\omega_s - \frac{\Delta\omega_s}{2}}^{\omega_s + \frac{\Delta\omega_s}{2}} d\omega_s \cdot \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \cdot \bar{E}_s^T(t') \cdot e^{-i\omega_s t'} \right|^2 \quad (2.2.11)$$

O campo elétrico total (\bar{E}_s^T) pode ser obtido da equação (2.2.1), somando as contribuições de todo o volume espalhador :

$$\bar{E}_s^T(\bar{R}, t') = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 \cdot c^2 \cdot R} \int_{\text{volume}} d\bar{r} \int d\bar{v} F_e(\bar{r}, \bar{v}, t') \left[\hat{s} \times (\hat{s} \times \dot{\bar{\beta}}) \right]_{\text{et}} \quad (2.2.12)$$

onde:

$$F_e(\bar{r}, \bar{v}, t') = \sum_{j=1}^N \delta(\bar{r} - \bar{r}_j(t')) \cdot \delta(\bar{v} - \bar{v}_j(t')) \cdot \delta(t' - t + \frac{R}{c} - \frac{\hat{s} \cdot \bar{r}_j}{c}),$$

que pode ser relacionada com a densidade em termos da transformada espacial e temporal de Fourier:

$$n_e(\bar{r}, t) = \int d\bar{v} \cdot F_e = \int \frac{d\bar{k}}{(2 \cdot \pi)^3} \int \frac{d\omega}{2 \cdot \pi} \cdot n_e(\bar{k}, \omega) \cdot e^{-i(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega t)} , \quad (2.2.13)$$

e como $\cos(a) = \frac{1}{2}(e^{-ia} + e^{ia})$, inserindo (2.2.13) em (2.2.12) e depois de agrupados os termos das exponenciais, a equação (2.2.11), fica :

$$P_s(R, \omega_s) d\Omega d\omega_s = \frac{\epsilon_0 \cdot c \cdot d\Omega}{2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{d\omega_s}{\pi \cdot T} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \frac{e^2}{m \cdot c^2} E_{i0} \cdot [\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e}_i)] \int_V d\vec{r} \int \frac{d\vec{k}}{(2 \cdot \pi)^3} \times \quad (2.2.14)$$

$$\int \frac{d\omega}{2 \cdot \pi} n_e(\vec{k}, \omega) \cdot e^{i[t(\omega - (\omega_s - \omega_i)) - (\vec{k} - (\frac{\omega_s \hat{s}}{c} - \vec{k}_i)) \cdot \vec{r} - \frac{\omega_s R}{c}]} \cdot e^{i[(\omega - (\omega_s - \omega_i))t - (\vec{k} - (\frac{\omega_s \hat{s}}{c} + \vec{k}_i)) \cdot \vec{r} - \frac{\omega_s R}{c}]} \Big|^2$$

Que pode ser reescrita como:

$$P_s(R, \omega_s) d\Omega d\omega_s = \frac{P_i \cdot r_0^2 \cdot L}{2 \cdot \pi} \cdot d\Omega \cdot d\omega_s \cdot |\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e}_i)|^2 \cdot n_{e0} \cdot S(\vec{k}, \omega), \quad (2.2.15)$$

onde $S(\vec{k}, \omega) = \lim_{T, V \rightarrow \infty} \frac{1}{T \cdot V} \left\langle \frac{|n_e(\vec{k}, \omega)|^2}{n_{e0}} \right\rangle$ é a função de densidade espectral que

fornece o deslocamento em freqüência devido à velocidade dos elétrons, assim como o efeito de correlação entre eles. Este termo é calculado sobre a média das flutuações da densidade.

Para plasmas estáveis, de baixas temperaturas ($\beta \ll 1$), não colisional e não magnético ($B=0$), a função de densidade espectral se reduz a [Shef75] :

$$S(k, \omega) = \frac{2 \cdot \pi}{k} \cdot \left| 1 - \frac{G_e}{\epsilon} \right|^2 \cdot f_{e0}(\omega/k) + \frac{2 \cdot \pi \cdot Z}{k} \cdot \left| \frac{G_e}{\epsilon} \right|^2 \cdot f_{oi}(\omega/k) \quad (2.2.16)$$

Onde f_{oe} e f_{oi} são funções de distribuição de velocidade normalizadas dos elétrons e dos íons respectivamente. Para funções de distribuição tipo maxwelliana, temos :

$$f_{eo} = \frac{e^{-(x_e)^2}}{\sqrt{\pi} \cdot a} \quad f_{io} = \frac{e^{-(x_i)^2}}{\sqrt{\pi} \cdot b} \quad (2.2.17)$$

onde:

$$a = \left(\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad b = \left(\frac{2 \cdot k \cdot T_i}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad x_e = \frac{\omega}{k \cdot a}, \quad x_i = \frac{\omega}{k \cdot b},$$

e as expressões de G_e , G_i e ε na equação (2.2.16), são :

$$G_e = \alpha^2 \left[1 - 2 \cdot x_e \cdot e^{-x_e^2} \cdot \int_0^{x_e} e^{p^2} dp - i \cdot \pi^{\frac{1}{2}} \cdot x_e \cdot e^{-x_e^2} \right]$$

$$G_i = \alpha^2 \cdot \frac{Z \cdot T_e}{T_i} \cdot \left[1 - 2 \cdot x_i \cdot e^{-x_i^2} \cdot \int_0^{x_i} e^{p^2} dp - i \cdot \pi^{\frac{1}{2}} \cdot x_i \cdot e^{-x_i^2} \right] \quad (2.2.18)$$

$$\varepsilon = 1 + G_e + G_i$$

Onde G_e e G_i são as contribuições eletrônicas e iônicas, respectivamente, no valor da constante dielétrica do plasma.

Para $\alpha \ll 1$, como G_e e G_i são proporcionais a α^2 , a expressão (2.2.16) se reduz ao espalhamento incoerente :

$$S(\vec{k}, \omega) \Big|_{\alpha \rightarrow 0} \Rightarrow \frac{2 \cdot \pi}{k} \cdot f_{eo}(\omega/k) \quad (2.2.19)$$

E para $\alpha \geq 1$ os efeitos de correlação tornam-se bastante importantes e temos um espalhamento coerente.

O valor de α no caso do tokamak NOVA-UNICAMP, veja equação (2.2.9), onde utilizamos um laser de rubi com comprimento de onda igual a 6943 \AA , tendo

uma temperatura eletrônica da ordem de 100 eV, uma densidade eletrônica da ordem de 10^{13} cm^{-3} e fazendo-se o espalhamento à 90° , é de aproximadamente 0.003. Dessa forma, o espalhamento predominante no nosso caso é o espalhamento incoerente, devido à distribuição aleatória dos elétrons no plasma[Shef75].

Para plasmas de alta temperatura, o campo magnético \vec{B}_i da onda incidente não pode ser desprezado e a equação de movimento (2.2.3), levando-se em conta o primeiro termo em β torna-se:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt'} = e \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} \cdot [\vec{E}_i + \vec{\beta} \times \vec{B}_i] \cdot \cos[\vec{k}_i \cdot \vec{r}(t') - \omega_i t']$$

ou ainda,

$$\dot{\vec{\beta}} = \frac{1}{c} \frac{d\vec{v}}{dt'} = \frac{e}{mc} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} \cdot [\vec{E}_i + \vec{\beta} \times \vec{B}_i] \cdot \cos[\vec{k}_i \cdot \vec{r}(t') - \omega_i t'] \quad (2.2.20)$$

Em comparação com a equação (2.2.1), vemos que o termo adicional em (2.2.20) contribui para uma radiação espalhada em um plano diferente do plano de polarização da onda incidente.

Consideremos, portanto, uma onda incidente plano polarizada e um polarizador \hat{O} , que seleciona a polarização do campo espalhado. O plano do polarizador é colocado perpendicular ao vetor unitário \hat{s} fazendo um ângulo χ com a linha de interseção do plano de espalhamento que engloba \vec{K}_i e \vec{K}_s . O plano de espalhamento faz um ângulo φ_0 com o campo elétrico incidente (ver fig. 2.2).

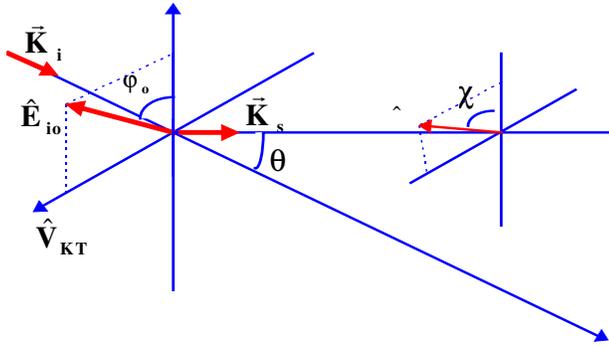


Fig. 2.2 : Geometria de espalhamento para altas temperaturas [Shef75].

Onde \hat{V}_{KT} é a componente da velocidade da partícula perpendicular ao plano de espalhamento.

Considerando os termos de primeira ordem em β do campo elétrico espalhado [Jack83] numa região afastada ($R \gg \lambda_i$) e para o caso particular de $\chi = \pi/2$ encontramos que a função de densidade espectral torna-se [Shef75],

$$Q(\vec{k}, \omega) = \left(1 + \frac{2 \cdot \omega}{\omega_i}\right) (\hat{e}_i \cdot \hat{O})^2 \cdot S(\vec{k}, \omega) \quad (2.2.21)$$

Para comparação com os resultados experimentais, é mais conveniente trabalharmos em termos do comprimento de onda. Consideremos um plasma de alta temperatura, ou seja, com termos de primeira ordem em β (equação 2.2.20), e não magnetizado. Assim, com $S(\vec{k}, \omega)$ em (2.2.15) substituído por $Q(\vec{k}, \omega)$ em (2.2.21) e fazendo as devidas mudanças de variáveis [Shef75],

$$\lambda_s = \lambda_i + \Delta\lambda$$

$$\frac{\omega}{\omega_i} \cong -\omega_i \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i}$$

$$\left(\frac{\omega_s - \omega_i}{k \cdot a}\right)^2 \cong \frac{c^2 \cdot \Delta\lambda^2}{4 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot a^2 \cdot \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_i}\right)}$$

$$\frac{1}{k} \cong \frac{\lambda_i}{4 \cdot \pi \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{2 \cdot \lambda_i} \right) \quad (2.2.22)$$

$$d\omega_s \cong \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda_i^2} \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot \Delta\lambda}{\lambda_i} \right) \cdot d\lambda_s,$$

a potência espalhada por unidade de ângulo sólido no intervalo de comprimento de onda $\lambda_s \rightarrow \lambda_s + d\lambda_s$ torna-se [Bern96]:

$$\frac{d^2P(R, \lambda_s)}{d\lambda_s d\Omega} = \frac{P_i \cdot r_0^2 \cdot c \cdot n_e \cdot l}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \left(1 - \frac{7 \cdot (\lambda_s - \lambda_i)}{2 \cdot \lambda_i} \right). \quad (2.2.23)$$

$$\left\{ \frac{1}{a} \cdot \left| 1 - \frac{G_e}{\varepsilon} \right|^2 \cdot \exp \left[- \frac{c^2 \cdot (\lambda_s - \lambda_i)^2}{4 \cdot a^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{(\lambda_s - \lambda_i)}{\lambda_i} \right)} \right] + \right. \\ \left. \frac{Z}{b} \cdot \left| \frac{G_e}{\varepsilon} \right|^2 \cdot \exp \left[- \frac{c^2 \cdot (\lambda_s - \lambda_i)^2}{4 \cdot b^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{(\lambda_s - \lambda_i)}{\lambda_i} \right)} \right] \right\}$$

O primeiro termo entre as chaves da equação acima corresponde a correlação de cada elétron com os demais elétrons, ou seja, cada elétron causa uma perturbação na distribuição de densidade eletrônica. O segundo termo corresponde a contribuição da perturbação na distribuição eletrônica ocasionada pela presença dos íons. Repare que os termos a e b em (2.2.23) estão relacionados com características, respectivamente, dos elétrons e dos íons na equação (2.2.17).

Agora, a intensidade da luz espalhada que atinge a entrada do espectrômetro está compreendida no ângulo sólido (Ω) definido pela ótica de coleção. O comprimento de onda em que se faz a medida corresponde aos raios que passam pelos centros das fendas de entrada e saída do espectrômetro.

Desta forma a intensidade do sinal na saída do espectrômetro em função do comprimento de onda pode ser calculada [Camp91] :

$$I_s(\lambda_m) = \frac{1}{B_e} \int_{\lambda_m - \frac{B_e}{2}}^{\lambda_m + \frac{B_e}{2}} I_e(\lambda') d\lambda' , \quad (2.2.24)$$

onde $I_e(\lambda)$ e B_e são a intensidade do sinal e a largura espectral na fenda de entrada.

Para o detector na saída do espectrômetro, a fenda de saída funciona como uma fonte. Assim o sinal medido pela fotomultiplicadora é a integral de $I_s(\lambda)$ sobre a largura da fenda de saída B_s , ou seja :

$$S(\lambda_m) = \frac{C}{B_e} \int_{\lambda_m - \frac{B_s}{2}}^{\lambda_m + \frac{B_s}{2}} \int_{\lambda_m - \frac{B_e}{2}}^{\lambda_m + \frac{B_e}{2}} I_e(\lambda') d\lambda' d\lambda , \quad (2.2.25)$$

onde C é uma constante relacionada com a sensibilidade do conjunto fotomultiplicadora e espectrômetro, ou seja, depende da transmissão (τ_f) do espectrômetro, do ganho (G) e da eficiência quântica (η) da fotomultiplicadora.

Considerando que $I_s(\lambda)$ seja constante na região $\lambda_m - \frac{B_s}{2} < \lambda_m < \lambda_m + \frac{B_s}{2}$, a equação (2.2.25) se reduz :

$$S(\lambda) = C \cdot I_s(\lambda) \cdot B_s , \quad (2.2.26)$$

onde:

I_s : Intensidade do sinal na saída do espectrômetro

B_s : Largura da fenda de saída do espectrômetro

$C = \eta \cdot G \cdot \tau_f$: constante ótica

Como nas medidas para a determinação do perfil Thomson, é evitada a região central do espectro devido a forte influência do "stray-light", o sinal medido por um detetor colocado na N-ésima faixa do comprimento de onda a ser medido, com comprimento de onda médio λ_N , é dado por (2.2.26), onde a intensidade I é dada por (2.2.23), desprezando a perturbação da distribuição devido a presença dos íons, resultando em:

$$S_N(\lambda_N) = R_N \cdot B_S \cdot \frac{P_i \cdot r_e^2 \cdot c \cdot n_e \cdot L_S \cdot \Omega \cdot \eta \cdot G \cdot \tau_r}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \left(1 - \frac{7 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)}{2 \cdot \lambda_i}\right) \cdot \frac{1}{a} \cdot \left|1 - \frac{G_e}{\epsilon}\right|^2 \cdot \exp\left(-\left(\frac{c^2 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)^2}{4 \cdot a^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{(\lambda_N - \lambda_i)}{\lambda_i}\right)}\right)\right) \quad (2.2.27)$$

onde:

G_e : Parte eletrônica da função dielétrica longitudinal

$\lambda_N = \lambda_i + \Delta\lambda$: Comprimento de onda observado

$\lambda_i = \lambda_R = 6943 \text{ \AA}$: Comprimento de onda incidente

S_N : Sinal medido na N-ésima faixa de comprimento de onda

R_N : Calibração para a N-ésima faixa de comprimento de onda

k : Constante de Boltzman

T_e : Temperatura eletrônica, m_e : Massa do elétron

θ : Ângulo de observação

c : Velocidade da luz

n_e : Densidade eletrônica

r_e : Raio clássico do elétron

$$a = \left(\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}$$

2.3 - O Espalhamento Rayleigh

O espalhamento Rayleigh, veja as Figs.2.3 e 2.4, abaixo, diferentemente do espalhamento por cargas livres, tem sua origem no espalhamento por cargas ligadas, como ocorre com os elétrons na molécula de nitrogênio.

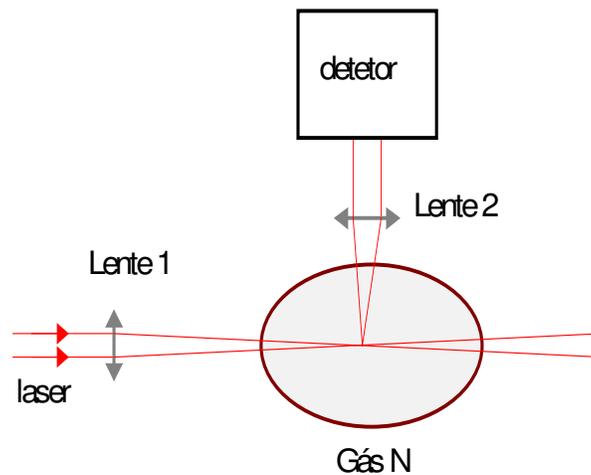


Fig.2.3 : Desenho esquemático de Espalhamento Rayleigh de passagem única.

De forma semelhante a equação para o sinal de espalhamento Thomson, o sinal Rayleigh integrado no ângulo sólido de observação Ω , é dado por[Jack83]:

$$S_{\text{Ray}} = P_i \cdot \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right)_{\Omega} \cdot n_R \cdot L_S \cdot \Omega \cdot \eta \cdot G \cdot \tau_r \quad (2.3.1)$$

onde:

- S_{Ray} : Sinal Rayleigh
- P_i : Potência incidente
- n_R : Densidade de moléculas do gás
- L_S : Comprimento da região espalhadora
- Ω : Ângulo sólido de observação
- η : Eficiência quântica da fotomultiplicadora
- G : Ganho da fotomultiplicadora

τ_r : Transmissão do espectrômetro

$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}$: Seção de choque diferencial Rayleigh

De todas as grandezas envolvidas no cálculo do sinal espalhado, a seção de choque diferencial Rayleigh merece uma atenção maior, já que neste caso, o elétron está ligado à molécula, diferentemente do espalhamento Thomson, onde ele era considerado livre. Por isso, desenvolveremos, agora, a teoria básica para o cálculo desta.

De uma forma geral, uma partícula de massa m e carga e que sofre a ação de uma força resultante externa \vec{F}_{ext} , se move de acordo com a equação de movimento de Newton:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_{\text{ext}}, \quad (2.3.2)$$

onde \vec{v} é a velocidade da partícula.

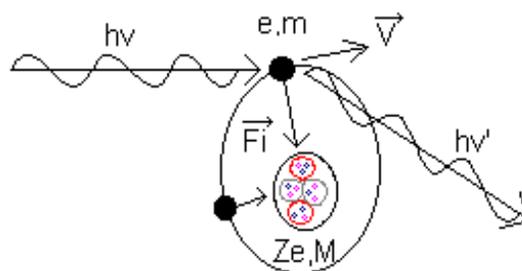


Fig. 2.4: Esquema básico de espalhamento

Onde: h é a constante de Planck, ν e ν' são, respectivamente, as frequências incidente e espalhada, \vec{F}_i a força interna, M a massa do núcleo da molécula e Ze a carga total do núcleo.

Se levarmos em conta a perda de energia irradiada, teremos que adicionar à equação (2.3.2), a força de reação irradiada:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_{\text{ext}} + \vec{F}_{\text{rad}} , \quad (2.3.3)$$

Para determinarmos a \vec{F}_{rad} , devemos lembrar que o trabalho feito por esta força, na partícula, no intervalo $t_1 < t < t_2$, tem, pela lei de conservação da energia, que ser igual ao negativo da energia radiada neste intervalo de tempo. Ou seja, de acordo com os resultados de Larmor [Jack83], a partícula emite radiação a uma razão dada pela potência de Larmor:

$$P(t) = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \left[\frac{d\vec{v}}{dt} \right]^2 , \quad (2.3.4)$$

onde:

c é a velocidade da luz.

Assim, temos:

$$\int_{t_1}^{t_2} \vec{F}_{\text{rad}} \cdot \vec{v} \cdot dt = - \int_{t_1}^{t_2} \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot dt , \quad (2.3.5)$$

agora, integrando por partes, obtemos:

$$\int_{t_1}^{t_2} \vec{F}_{\text{rad}} \cdot \vec{v} \cdot dt = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \int_{t_1}^{t_2} \frac{d^2\vec{v}}{dt^2} \cdot \vec{v} \cdot dt - \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{v} \Big|_{t_1}^{t_2} . \quad (2.3.6)$$

No segundo termo ao lado direito, para os limites de integração $t = t_1$ e $t = t_2$, o termo $\frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{v} = 0$, isto é, nos pontos de retorno, a aceleração é perpendicular à velocidade.

Logo,

$$\int_{t_1}^{t_2} \left(\vec{F}_{\text{rad}} - \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{d^2\vec{v}}{dt^2} \right) \cdot \vec{v} \cdot dt = 0. \quad (2.3.7)$$

Assim, vemos que:

$$\vec{F}_{\text{rad}} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \frac{d^2\vec{v}}{dt^2} = m\tau \frac{d^2\vec{v}}{dt^2}, \quad (2.3.8)$$

onde: $\tau = \frac{2}{3} \frac{e^2}{mc^3}$ é o tempo característico, aproximadamente $6,26 \times 10^{-24}$ s,

de tal forma que somente para um tempo T , de aceleração da partícula, próximo de τ , os efeitos da irradiação causam efeito no movimento da partícula.

Então, a equação (2.3.3) torna-se:

$$m \left(\frac{d\vec{v}}{dt} - \tau \frac{d^2\vec{v}}{dt^2} \right) = \vec{F}_{\text{ext}}, \quad (2.3.9)$$

que é a equação de movimento de Abraham-Lorentz [Jack83].

Além disso, o espalhamento de uma determinada radiação de frequência ω , por uma partícula não relativística de massa m e carga e , ligada por uma força de restauração linear, esfericamente simétrica, $m\omega_0^2 \vec{r}$, tem sua equação de movimento dada pela equação de Abraham-Lorentz (uma vez que estamos lidando com oscilações estacionárias):

$$m\left(\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} - \tau \frac{d^3\vec{r}}{dt^3} + \omega_0^2 \vec{r}\right) = \vec{F}_{\text{ext}}, \quad (2.3.10)$$

onde:

\vec{r} é o vetor posição da partícula;

c é a velocidade da luz;

ω_0 é a frequência de ligação;

No caso de um processo dissipativo coexistir com o processo de emissão de fótons, podemos adicionar o termo resistivo $m \Gamma' \frac{d\vec{r}}{dt}$ (onde Γ' é a constante de decaimento com dimensão de frequência, que mede a força dos efeitos dissipativos não-eletromagnéticos) do lado esquerdo desta equação, (2.2.10). Assim, sendo \vec{F}_{ext} dada pelo campo eletromagnético incidente, temos:

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} + \Gamma' \frac{d\vec{r}}{dt} - \tau \frac{d^3\vec{r}}{dt^3} + \omega_0^2 \vec{r} = \frac{e}{m} \vec{\epsilon} \cdot E_0 e^{-i\omega \cdot t}, \quad (2.3.11)$$

onde:

E_0 é o campo eletromagnético no centro de força;

$\vec{\epsilon}$ é o vetor de polarização incidente.

Logo, como solução estacionária, temos:

$$\vec{r} = \frac{e}{m} \frac{E_0 \cdot e^{-i\omega \cdot t}}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega \Gamma_t)} \vec{\epsilon}, \quad (2.3.12)$$

onde:

$\Gamma_t = \Gamma' + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \Gamma$ é a constante total de decaimento;

$\Gamma = \omega_0^2 \tau$ é a constante de decaimento de irradiação.

Os campos de irradiação, calculados no tempo retardado [Grie70], de acordo com o movimento acelerado dado pelas equações acima dá origem a:

$$\vec{E}_{\text{rad}} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{1}{R} \left[\hat{n} \times \left(\hat{n} \times \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right) \right]_{\text{Ret}}, \quad (2.3.13)$$

onde:

R é o módulo do vetor \vec{R} , que é dirigido da origem ao observador;

\hat{n} é o vetor unitário nesta direção: $\hat{n} = \vec{R} / R$.

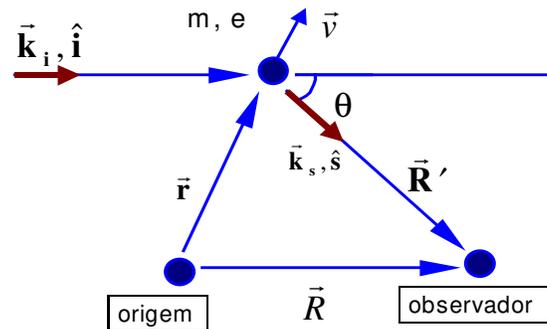


Fig. 2.5: Diagrama da geometria de espalhamento.

Onde \vec{K}_i é o vetor de onda incidente e \vec{K}_s é o vetor de onda irradiada na direção θ .

Assim, o campo irradiado com polarização ϵ' é dado por:

$$\vec{\epsilon}' \cdot \vec{E}_{\text{rad}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} w^2 \frac{E_0 \cdot e^{-i.w.t}}{w_0^2 - w^2 - iw\Gamma_t} \left(\frac{\vec{\epsilon} \cdot \vec{\epsilon}'}{r} \right) \quad (2.3.14)$$

Também, sabemos que a seção de choque diferencial de espalhamento, para radiação espalhada de frequência w e polarização ϵ' é :

$$\frac{d\sigma(w, \bar{\epsilon}')}{d\Omega} = \left| \frac{r\bar{\epsilon}' \cdot \bar{E}_{\text{rad}}}{E_0} \right|^2 = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \right)^2 \cdot (\bar{\epsilon} \cdot \bar{\epsilon}')^2 \cdot \left[\frac{w^4}{(w_0^2 - w^2)^2 + w^2 \Gamma_t^2} \right] \quad (2.3.15)$$

Observando-se que o fator que multiplica a parte entre colchetes é justamente a seção de choque de espalhamento Thomson para a partícula livre, equação (2.2.7).

Dessa forma, para frequências muito pequenas comparadas com a frequência de ligação ($w \ll w_0$), temos:

$$\frac{d\sigma(w, \bar{\epsilon}')}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \cdot (\bar{\epsilon} \cdot \bar{\epsilon}')^2 \cdot \left(\frac{w}{w_0} \right)^4, \quad (2.3.16)$$

que é a fórmula básica, que necessitamos, para a seção de choque de espalhamento Rayleigh.

Portanto a seção de choque diferencial de Espalhamento Rayleigh é igual a seção de choque diferencial de Espalhamento Thomson, multiplicado por um fator $\left(\frac{w}{w_0} \right)^4$.

Podemos, da equação (2.3.1), escrever:

$$L_s \cdot \Omega \cdot C = \frac{S_{\text{Ray}}}{P_i \cdot n_R \cdot \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right)_\Omega} \quad (2.3.17)$$

Da equação (2.2.27), vemos que este mesmo produto de três fatores, que depende basicamente da ótica de coleção, aparece na fórmula para o sinal Thomson espalhado, permitindo, dessa forma, a sua substituição.

Assim, substituindo (2.3.17) em (2.2.27), obtemos finalmente :

$$S_N(\lambda_N) = N \cdot R_N \cdot B_s \cdot \frac{c \cdot n_e}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \frac{S_{\text{Ray}}}{n_R} \cdot \frac{d\sigma_T/d\Omega}{d\sigma_R/d\Omega} \cdot \left(1 - \frac{7 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)}{2 \cdot \lambda_i}\right) \cdot \frac{1}{a} \cdot \left|1 - \frac{G_e}{\epsilon}\right|^2 \cdot \exp\left[-\left(\frac{c^2 \cdot (\lambda_N - \lambda_i)^2}{4 \cdot a^2 \cdot \lambda_i^2 \cdot \text{sen}^2(\theta/2) \cdot \left(1 + \frac{(\lambda_N - \lambda_i)}{\lambda_i}\right)}\right)\right] \quad (2.3.18)$$

onde:

$\frac{d\sigma_T}{d\Omega}$ e $\frac{d\sigma_R}{d\Omega}$ são as seções de choque diferencial Thomson e

Rayleigh, respectivamente.

N : constante de normalização entre as potências incidentes Rayleigh e Thomson.

Dessa forma, quando da realização do espalhamento Thomson, não mais nos preocuparemos com as características óticas do sistema, tais como: ganho e eficiência quântica da fotomultiplicadora, ângulo sólido de observação e transmissão do espectrômetro.

A razão S_{Ray}/n_R é obtida da curva de calibração, calculada experimentalmente.

Já a razão entre as seções de choque de espalhamento Thomson e Rayleigh é tabelada para alguns gases, como pode ser visto na Tabela 2.1.

Desta forma, vemos que o cálculo do sinal Thomson dependerá tão somente de fatores já bem determinados, facilitando sobremaneira os trabalhos.

Gás	σ_T/σ_R
N₂	380
H₂	1769
CH₄	177
O₂	462

Tabela 2.1: Razão entre as seções de choque Thomson e Rayleigh

Por isso, utilizamos o espalhamento Rayleigh na calibração ótica para a medida de densidade no espalhamento Thomson, utilizando a mesma ótica, mudando-se somente o núcleo espalhador: nitrogênio no espalhamento Rayleigh e plasma no espalhamento Thomson.

Através da equação (2.3.18), podemos notar que a densidade aparece na amplitude do sinal, enquanto que a temperatura, relacionada com o parâmetro a , ver equação (2.2.27), aparece tanto na amplitude quanto na parte exponencial. Dessa forma, fazendo o ajuste correspondente ao sinal experimental Thomson, somos capazes de calcular a densidade e a temperatura eletrônicas do plasma.

Portanto, quando estamos interessados somente na medida da temperatura, não precisamos nos preocupar com a intensidade do sinal, mas somente com a sua largura. Ou seja, neste caso, não é preciso executarmos o espalhamento Rayleigh.

Da equação (2.2.27), vemos que o sinal de espalhamento Thomson é diretamente proporcional a potência incidente, e que está normalizado em relação à potência incidente Rayleigh, através da constante N na equação (2.3.18).

A razão entre a potência espalhada e a potência incidente para o Espalhamento Thomson pode ser calculada através da seguinte equação [Shef75]:

$$\frac{P_s}{P_i} = 7.95 \times 10^{-26} \cdot n_e \cdot L \cdot d\Omega \quad (2.3.19)$$

No caso do tokamak NOVA-UNICAMP, esta razão, para uma densidade eletrônica, n_e , da ordem de 10^{13} cm^{-3} , tendo um comprimento da região espalhadora, L , de aproximadamente 2,0 cm, um ângulo sólido de observação de aproximadamente 0,01 sr, e fazendo-se o espalhamento à 90° , é da ordem de 10^{-14} . Ou seja, devemos ter uma potência incidente muito grande para que possamos captar o sinal de Espalhamento Thomson.

Devido a isso também, o sinal espalhado é quase que da ordem dos ruídos inerentes à própria medida do sinal em si, dificultando muito as medidas (veja no capítulo 5, discussões à respeito do "stray-light").

Uma maneira de se obter um sinal espalhado maior é através do aumento da potência incidente, que pode ser feita através do uso de um sistema de laser mais potente, ou através de sistemas de multipassagem que permitam um melhor aproveitamento do sistema de laser disponível. A primeira destas opções é, na maioria das vezes, inviável financeiramente. Eis, então, o porquê do desenvolvimento de sistemas de multipassagem, que serão descritos no próximo capítulo.

Capítulo 3

Sistemas de Multipassagem

3.1 - Introdução

Um sistema de multipassagem, como o próprio nome indica, permite a passagem múltipla do feixe de um laser por uma determinada região, aumentando, desta forma, a quantidade de fótons por unidade de volume, ou seja, a potência incidente em um intervalo de tempo menor que a resposta do detetor.

Inicialmente, três tipos de sistemas de multipassagem foram analisados através de simulações e testes de bancada, utilizando um laser de He-Ne, com potência de 1 mW. Ver Fig. 3.1, a), b) e c). Este estudo teve por finalidade, através da utilização de um laser contínuo, verificar as capacidades de números de passagens, focalização, reflexão, complexidade da montagem e manuseio dos componentes óticos.

Depois de algumas simulações utilizando o Sistema de Espelhos Côncavos Confocais, notamos que este sistema apesar de apresentar um número bom de passagens pela região central, bem como uma boa convergência, apresentava a desvantagem fundamental de que a cada passagem pela região central, correspondia uma passagem do feixe paralelamente ao eixo central, ver Fig. 1, a), inviabilizando a inserção do feixe do laser na câmara de espalhamento, devido a pequena abertura das janelas de entrada e saída da câmara. Por isso, o estudo prosseguiu somente com os outros dois tipos de sistemas de multipassagem.

Este estudo foi muito importante, pois durante a montagem feita para o Espalhamento Rayleigh utilizando estes dois sistemas de multipassagem, com o objetivo de obtermos os melhores resultados, tivemos que levar em conta as características básicas de cada um dos sistemas.

Os detalhes sobre estas características serão descritos a seguir, na seção 3.2. Mostraremos, na seção 3.2.1, as características básicas do Sistema de

Lentes e Espelhos Planos à 90°, e depois, na seção 3.2.2, as do Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais. Finalmente, na seção 3.3, serão mostradas as simulações que foram efetivamente utilizadas na montagem para a realização do Espalhamento Rayleigh.

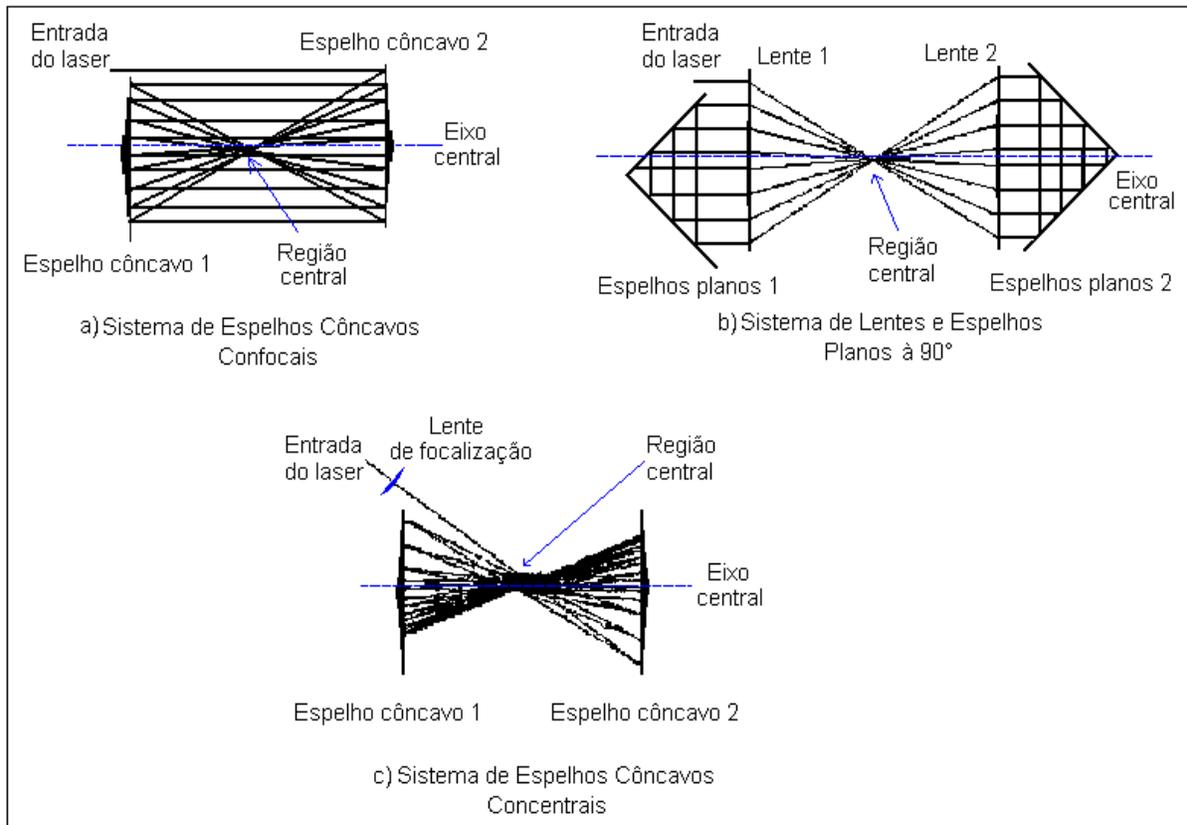


Fig. 3.1: Sistemas de multipassagem

3.2 - Características Básicas dos Sistemas de Multipassagem

Mostraremos as características básicas destes dois sistemas em estudo. Estas características foram verificadas através de simulações computacionais e testes de bancada. Através delas, pudemos avaliar as vantagens e desvantagens apresentadas por cada um dos dois sistemas em estudo, com a finalidade de facilitar a utilização futura destes sistemas por outro usuário. Também, pudemos assim decidir sobre a montagem final a ser utilizada dentro das limitações

apresentadas pelas dimensões da câmara onde o Espalhamento Rayleigh foi realizado.

Um parâmetro importante na comparação entre os sistemas é o número de passagens proporcionado por cada um deles quando utilizamos sistemas apresentando dimensões equivalentes, ou seja, o diâmetro das lentes no Sistema de Lentes e Espelhos à 90° igual ao diâmetro dos espelhos esféricos no Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais.

No que se segue, será mostrado como o número de passagens varia em função das variáveis de cada sistema. Nas simulações, assumiu-se que o diâmetro do feixe era pequeno. Dessa forma, os resultados experimentais concordarão bem se utilizarmos lasers que possuam diâmetro pequeno, próximos a do laser de He-Ne, por exemplo. Para lasers com maiores diâmetros, como ocorre com o laser de rubi, utilizado no Espalhamento Rayleigh, certos detalhes devem ser levados em conta e os resultados serão mostrados na seção 3.3.

3.2.1 - Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°

As simulações procuraram sempre manter um parâmetro variável e os demais fixos. Os parâmetros variáveis são: distância focal, distância H, distância entre a entrada do feixe paralelo ao eixo central até a extremidade superior do conjunto de Espelhos Planos 1 definido como distância Δ_0 , e distância do vértice do conjunto de Espelhos Planos 1 ao eixo central definido como distância Δ , mostrados na Fig. 3.2. Observe que o eixo central sempre passa pelo vértice do conjunto de Espelhos Planos 2, à direita. Na Fig. 3.2, vemos que ocorre uma grande concentração do feixe na região central. Dessa forma, esse sistema apresenta uma resolução espacial maior que a apresentada pelo sistema de espelhos côncavos concentrais. A resolução espacial também é um parâmetro importante na comparação entre os sistemas.

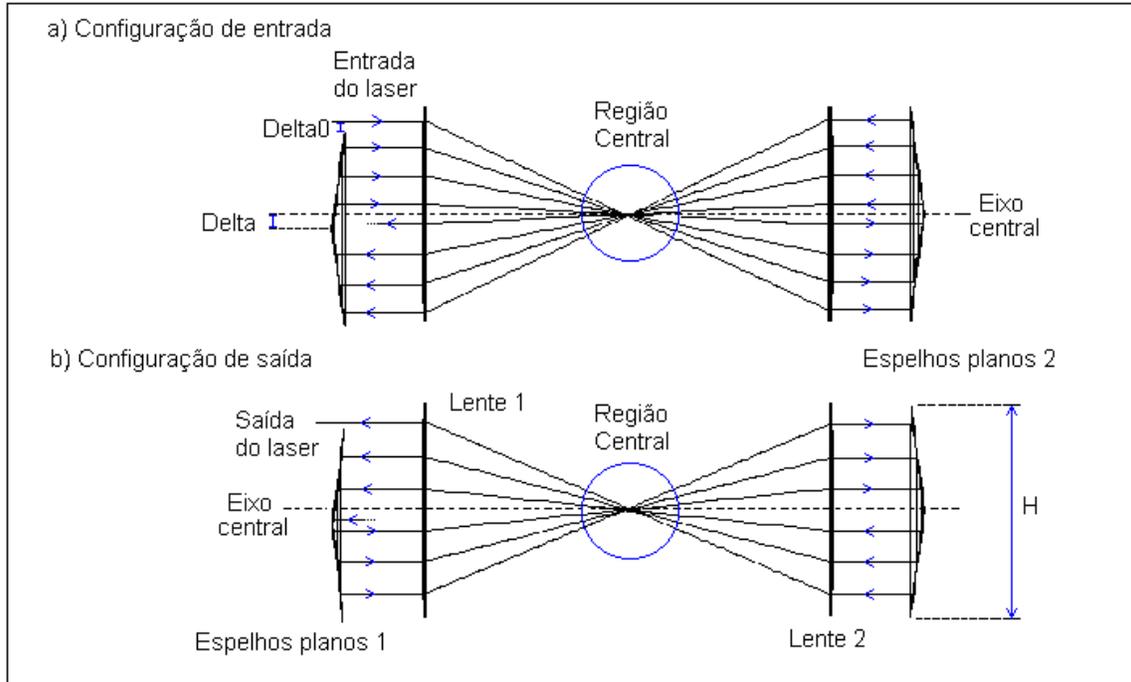


Fig. 3.2: Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°: a) Configuração de entrada; b) Configuração de saída

Da Fig. 3.2, também vemos que este sistema apresenta dois tipos de configurações: a configuração de entrada, na qual os raios convergem para o eixo central; e a configuração de saída, na qual os raios divergem do eixo central. Damos o nome de configuração, que pode ser de entrada ou saída, a uma determinada disposição dos componentes óticos para um determinado sistema, cuja dimensão depende da distância H . Ou seja, o diâmetro das lentes e a altura do conjunto de Espelhos Planos 2 é sempre igual a H , e a altura do conjunto de Espelhos Planos 1 é sempre igual a $(H - 0,4 \text{ cm})$. Neste exemplo da Fig. 3.2, o número total de passagens é quatorze: oito na configuração de entrada mais seis na configuração de saída .

Para este tipo de sistema, o número máximo de passagens para uma determinada configuração é, aproximadamente, o dobro do número de passagens conseguida na configuração de entrada.

Agora, mostraremos como varia o número de passagens em função de certas variáveis:

- Variação do número de passagens com a distância focal para configurações de diferentes distâncias H.

Da Fig. 3.3, vemos que o número de passagens permanece praticamente constante quando variamos a distância focal. Além disso, configurações que apresentem uma maior distância H são mais sensíveis a esta variação, apresentando um maior número de passagens a medida que a distância focal diminui.

- Variação do número de passagens com a distância Delta0 para configurações de diferentes distâncias H, mas com mesma distância focal de 50 cm.

Da Fig. 3.4, vemos um crescimento muito pequeno do número de passagens quando aumentamos a distância Delta0.

- Variação do número de passagens com a distância Delta para configurações de diferentes distâncias H, mas com mesma distância focal de 50 cm.

Da Fig. 3.5, vemos que a maior variação do número de passagens para este sistema ocorre quando diminuimos a distância Delta. Ou seja, fazendo com que o vértice do conjunto de Espelhos Planos 1 fique o mais próximo possível do eixo central.

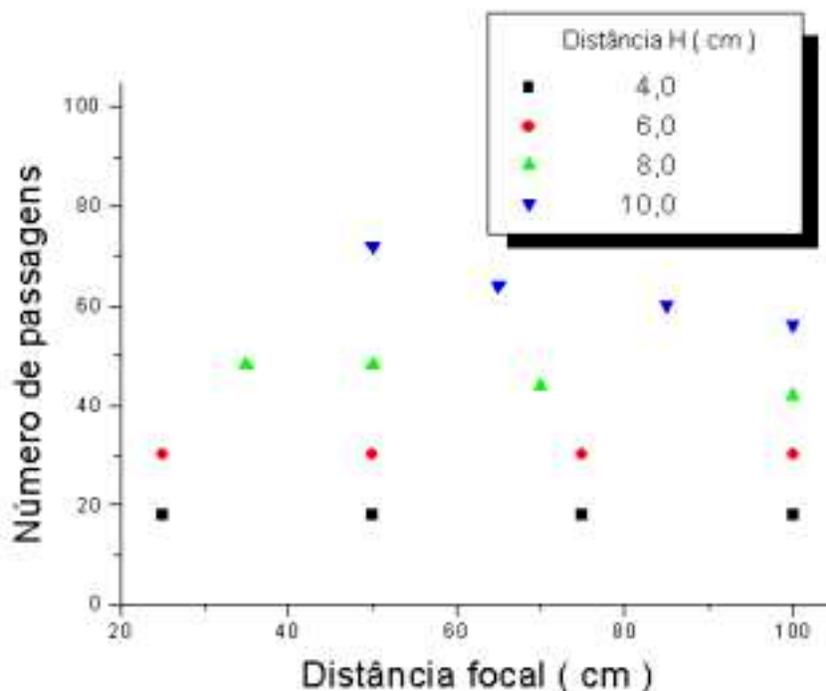


Fig. 3.3: Variação do número de passagens em função da distância focal

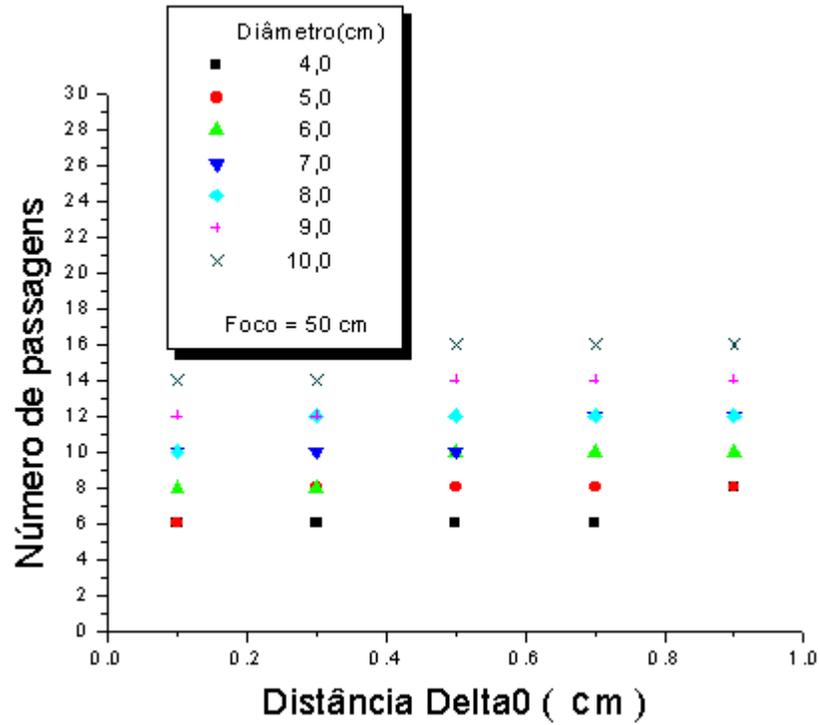


Fig. 3.4: Variação do número de passagens em função da distância Delta0

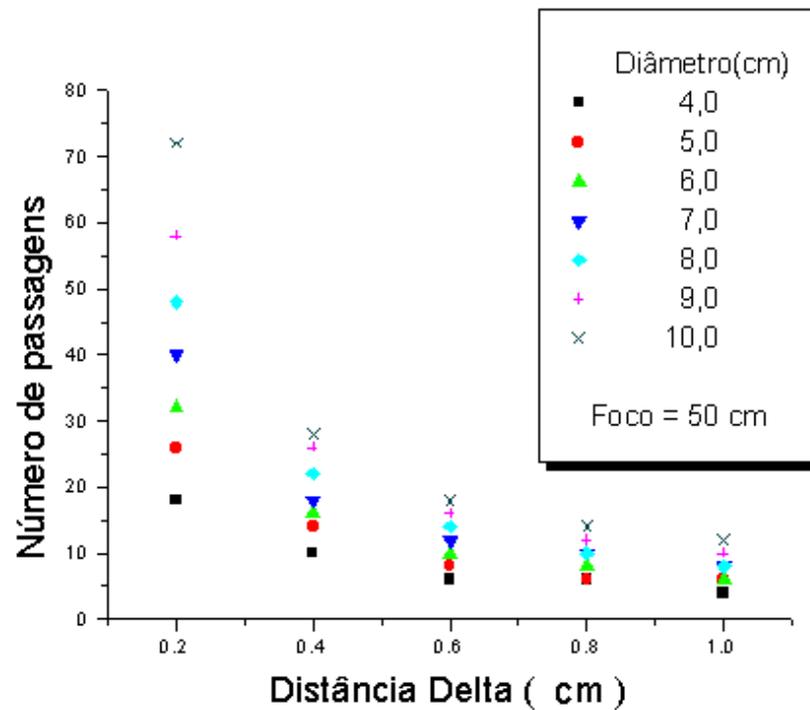


Fig. 3.5: Variação do número de passagens em função da distância Delta

3.2.2 - Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais

O Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais é o sistema de multipassagem mais utilizado em nosso laboratório [Kant95], [Bern96] e [Camp97].

Da Fig. 3.6, vemos que neste sistema o eixo central sempre passa pelo centro do Espelho Côncavo 2, à direita. Os parâmetros variáveis para este sistema são: distância focal da lente de entrada, distância focal dos espelhos e distância entre a entrada do feixe até a extremidade superior do Espelho Côncavo 1, definido como distância Δ_0 .

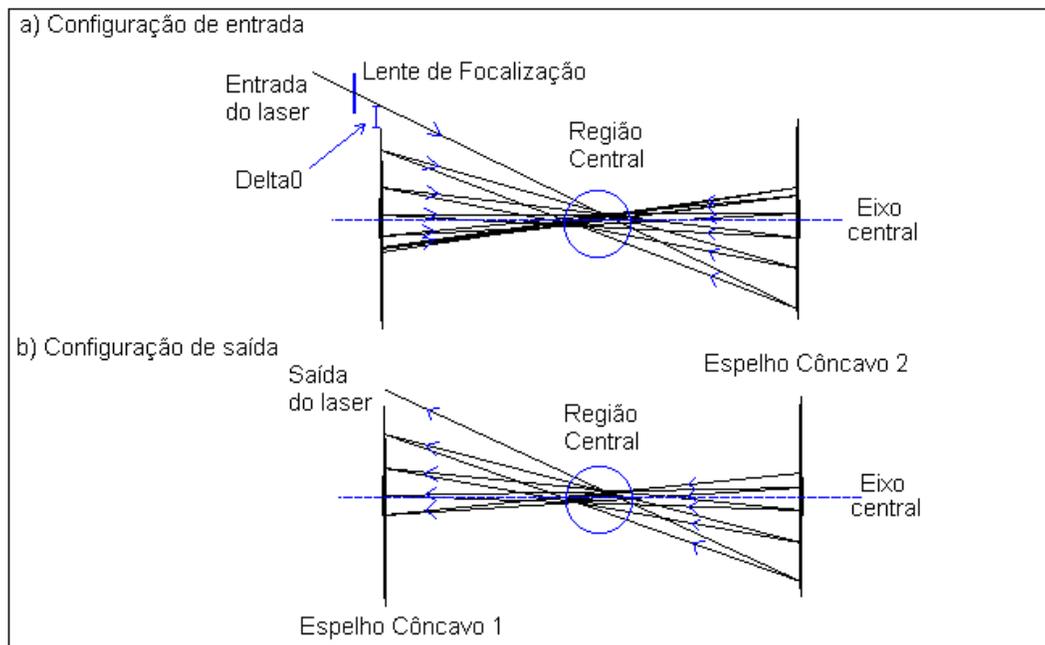
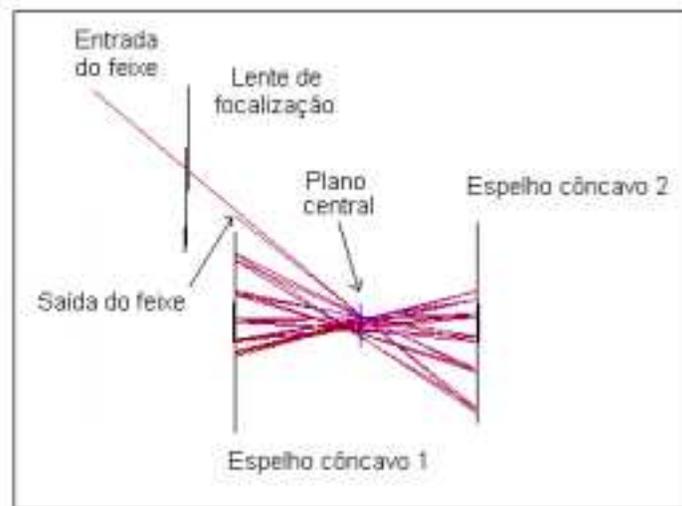


Fig. 3.6: Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, mostrando: a) Configuração de entrada; b) Configuração de saída.

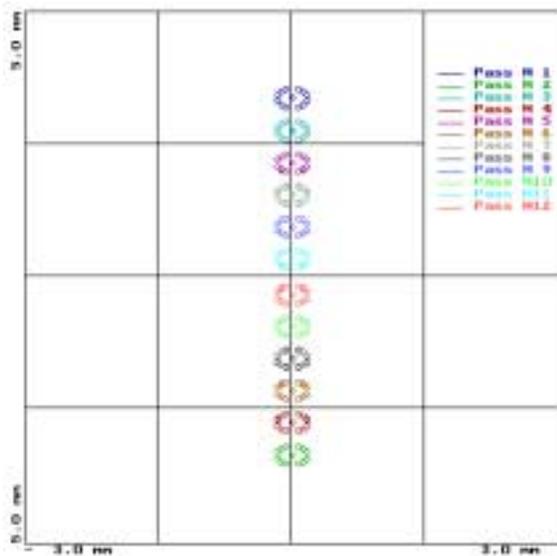
Pode ser visto da Fig. 3.6 que, assim como o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° , este sistema apresenta uma configuração de entrada e uma de saída, e que além disso, praticamente não existe diferença entre elas. Sendo, portanto, o número máximo de passagens para este sistema, o dobro do número de passagens conseguido na configuração de entrada.

Podemos notar também que a região central é menos definida, em termos de focalização, se comparada com o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° .

a)



b)



c)

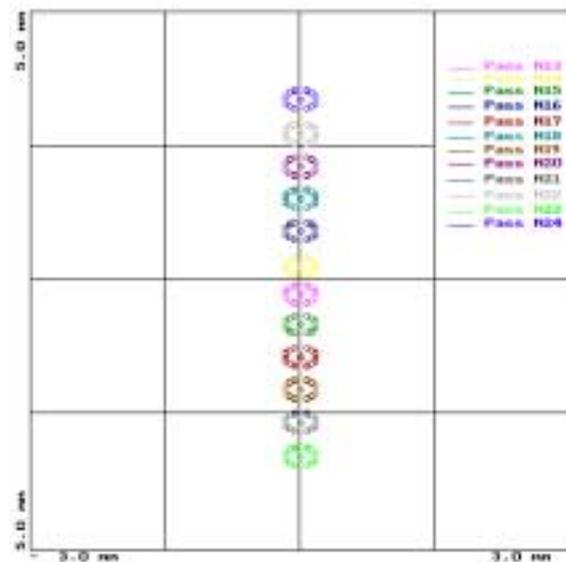


Fig. 3.7: Sistema de espelhos côncavos concentrados, mostrando uma configuração ideal: a) Configuração de entrada e saída com um número total de 24 passagens do feixe do laser; b) Projeção dos feixes no plano central para a configuração de entrada, mostrando as doze primeiras passagens; c) Projeção dos feixes no plano central para a configuração de saída, mostrando as doze últimas passagens.

Uma configuração é considerada ótima quando: o diâmetro dos feixes no plano central não variam, ocorre uma convergência dos feixes em direção ao eixo central na configuração de entrada, e uma divergência dos feixes em direção contrária ao eixo central na configuração de saída, como pode ser visto na Fig. 3.7, a), b) e c).

Para uma configuração considerada ideal, fizemos a variação de um dos parâmetros, mantendo os demais fixos, com o objetivo de estudar como varia o número de passagens. A dimensão dos espelhos nesta configuração é de 6,0 cm de diâmetro com distância focal de 12,5 cm, e a lente de focalização apresenta diâmetro de 4,5 cm, com distância focal de 35,0 cm.

Os resultados para cada um dos parâmetros são mostrados abaixo:

- Variação do número de passagens com a distância Delta0:

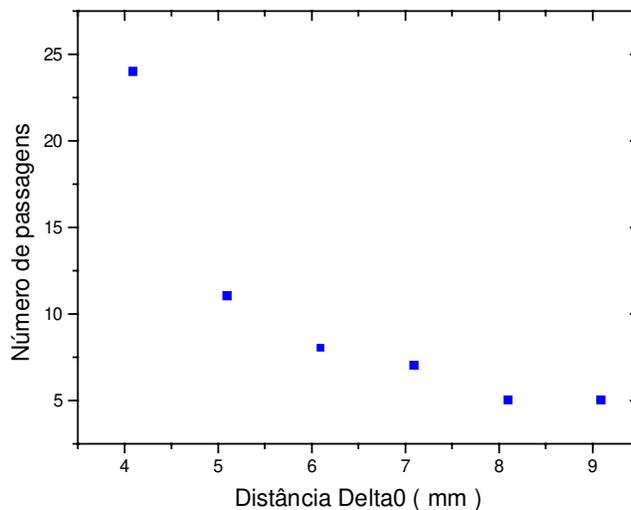


Fig. 3.8: Variação do número de passagens em função da distância Delta0

Da Fig. 3.8, vemos que o número total de passagens, que inicialmente era de 24, cai rapidamente com o aumento da distância Delta0, que inicialmente era de 4,14 mm. Na Fig. 3.5, para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°, vemos um comportamento semelhante quando variamos a distância Delta. Para ambas, a variação de Delta0 e Delta, implica na mudança do ângulo de aproximação do feixe em relação ao ponto central das configurações.

- Variação do número de passagens com a distância focal da lente de focalização:

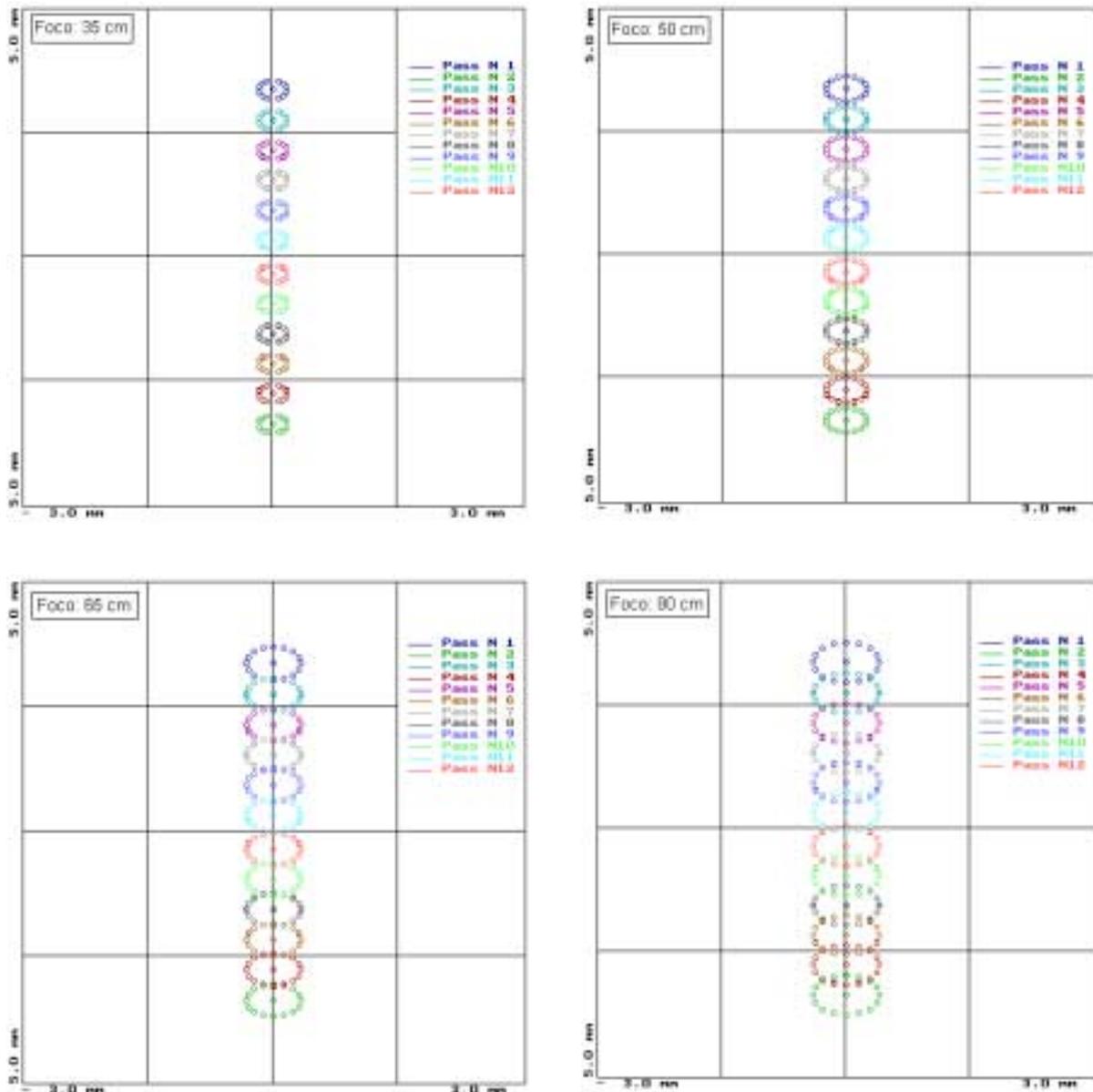


Fig. 3.9: Projeção dos feixes no plano central para a configuração de entrada, quando é feita a variação da distância focal da lente de focalização.

Analisando os gráficos da Fig. 3.9, vemos que não existe variação do número total de passagens, que é igual a 24, doze na configuração de entrada, mais doze na configuração de saída, quando variamos a distância focal da lente de focalização. A única diferença é que o diâmetro dos feixes na região central

umenta a medida que a distância focal da lente de focalização se afasta da condição ótima.

- Variação do número de passagens com a distância focal dos espelhos:

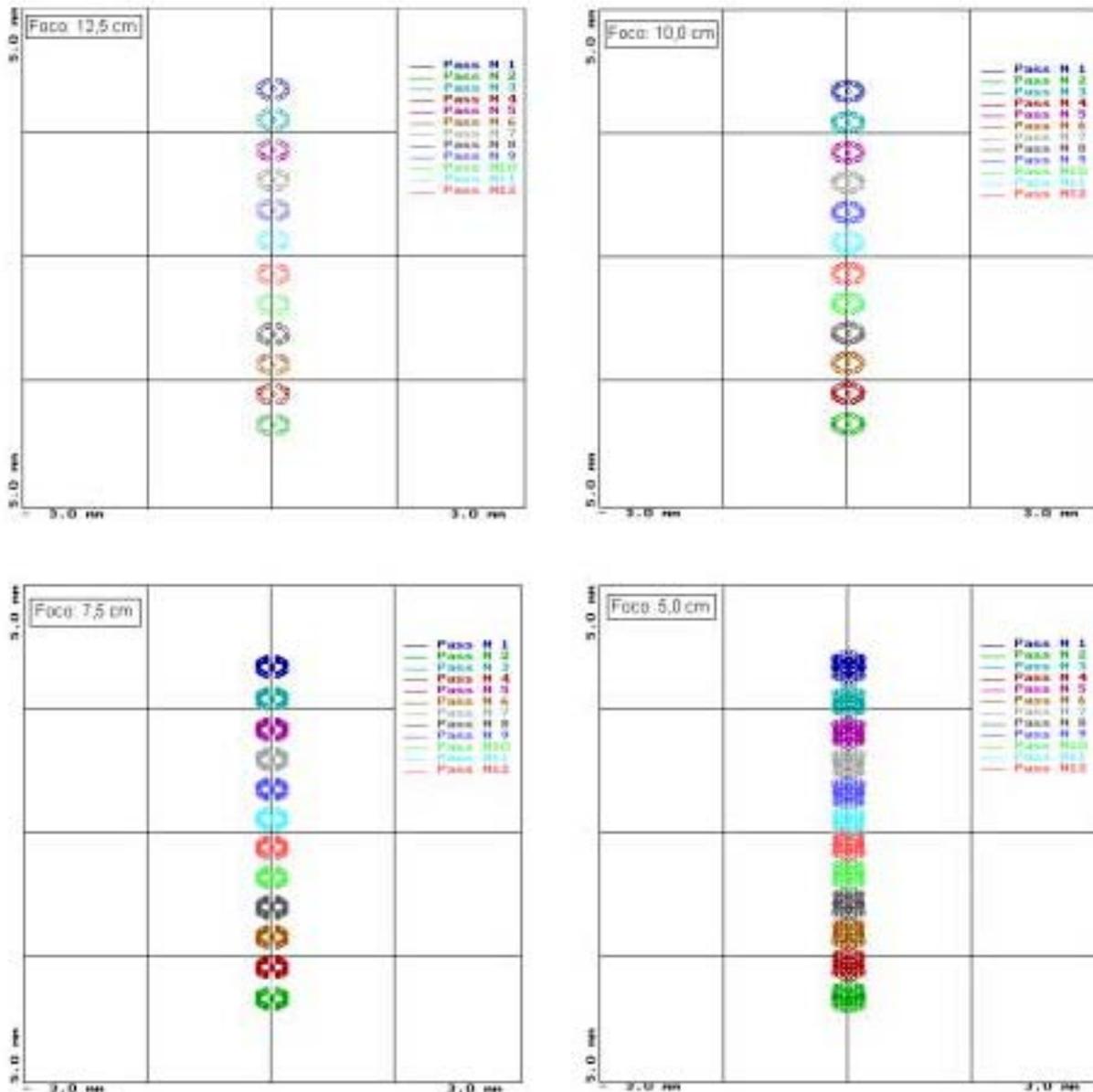


Fig. 3.10: Projeção dos feixes no plano central para a configuração de entrada, quando é feita a variação da distância focal dos espelhos.

Da Fig. 3.10, vemos que a distância entre os feixes na região central vão se tornando menores a medida que a distância focal dos espelhos se afasta da condição ótima. Também não ocorre variação do número total de passagens do feixe, que é igual a 24.

Dos resultados acima vemos que este sistema não apresenta variação do número de passagens em função da distância focal, tanto das lentes como dos espelhos. O parâmetro mais importante na determinação do número de passagens, quando da sua variação, é a distância Δ_0 entre o feixe de entrada e o Espelho Côncavo 1.

A maneira mais eficaz para se obter o maior número de passagens, é fazer com que a distância Δ_0 seja a menor possível, mas garantindo que o feixe passe o mais próximo possível do centro.

3.3 – Simulações Utilizadas no Espalhamento Rayleigh

Devido ao fato de que as óticas inerentes ao sistema de multipassagem são dispostos ao redor da câmara de espalhamento, como é ilustrado na Fig. 3.11, é preciso que levemos em conta as dimensões reais das janelas de entrada e de saída da câmara de espalhamento, limitando, dessa forma, o número máximo de passagens que pode ser conseguido.

Na Fig. 3.12, é mostrada a simulação feita para as dimensões reais do Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° a ser utilizada no Espalhamento Rayleigh. Apesar de conseguirmos nas simulações um número máximo de oito passagens quando levamos em conta o diâmetro real do laser de rubi, que é de aproximadamente 1,0 cm, preferimos realizar o experimento com um número máximo de 6 passagens para evitar uma maior geração de “stray-light”, devido a proximidade dos feixes às janelas da câmara.

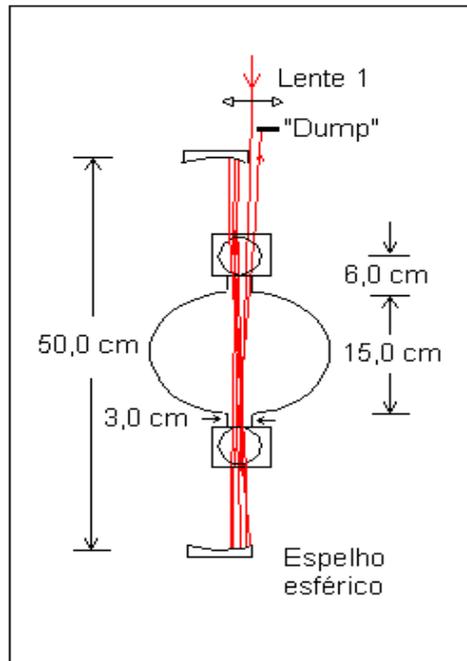


Fig. 3.11: Esquema mostrando o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, juntamente com a câmara de espalhamento.

Na Fig. 3.12, o diâmetro das lentes é de 6,0 cm e o foco de 25,0 cm. Os espelhos planos têm dimensão de 4,0 cm de largura e 5,0 cm de comprimento, e foram dispostos de tal forma que a altura efetiva no primeiro conjunto de espelhos fosse de 4,7 cm e no segundo de 6,0 cm.

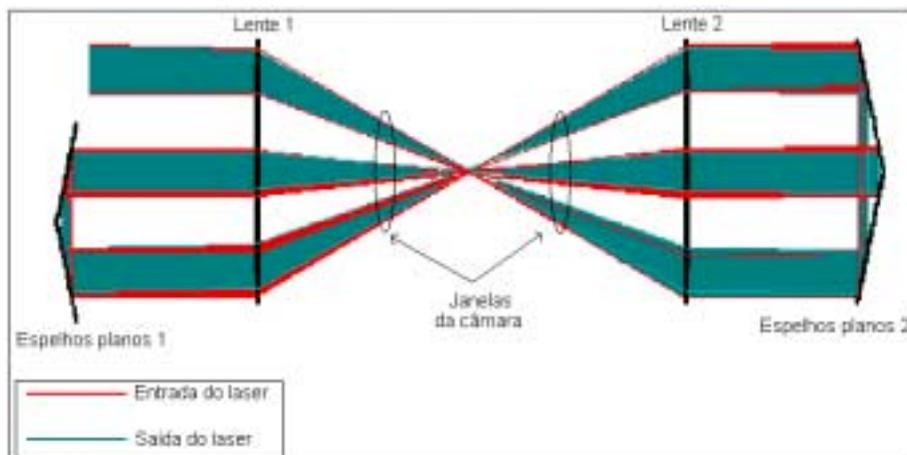


Fig. 3.12: Simulação feita para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°, para 6 passagens do feixe do laser pela câmara de espalhamento.

A Fig. 3.13, por sua vez, mostra a simulação feita para as dimensões reais do Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais a ser utilizada no Espalhamento Rayleigh. Devido ao fato de que o número máximo de passagens executadas no Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° foi de 6, esta simulação também é para 6 passagens do feixe do laser. Nesta figura, o diâmetro dos espelhos é de 6,0 cm e o foco de 12,5 cm. A lente de focalização, tem foco de 37,0 cm e diâmetro de 4,0 cm.

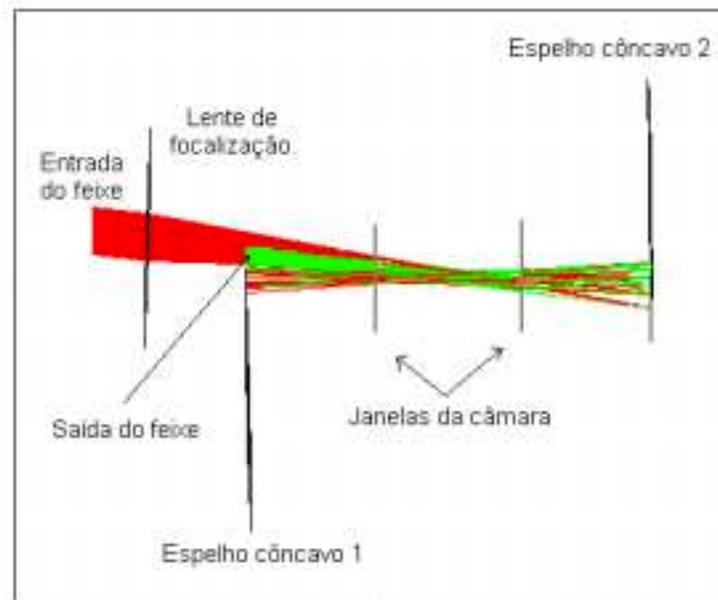


Fig. 3.13: Simulação feita para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, para 6 passagens do feixe do laser pela câmara de espalhamento.

Como pode ser visto na Fig. 3.14, a concentração dos feixes no plano focal para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais não é muito boa, como também pode ser verificado pela Fig. 3.13, ocupando aproximadamente 3,0 mm.

Já a concentração dos feixes no plano focal para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° pode ser verificada através da Fig. 3.12, onde vemos que é claramente menor.

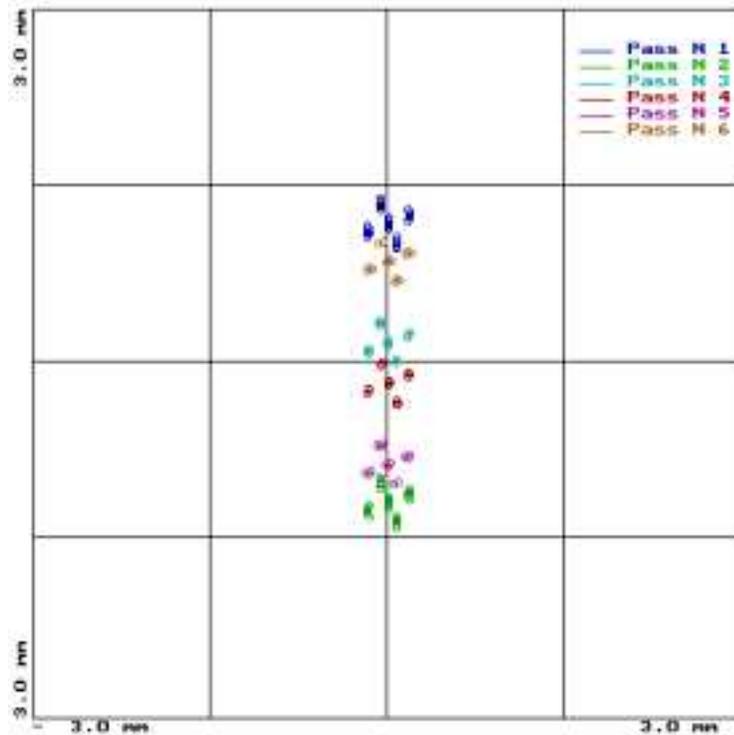


Fig. 3.14: Projeção dos feixes no plano central para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, para 6 passagens do feixe do laser pela câmara de espalhamento.

Apesar desta desvantagem, o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais apresenta um maior número possível de passagens do laser em relação ao Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° , quando levamos em conta um maior valor para o diâmetro do feixe do laser.

Capítulo 4

Aparato Experimental

4.1 - Introdução

O esquema básico de todo o arranjo experimental necessário para a execução do Espalhamento Rayleigh pode ser visto na Fig. 4.1:

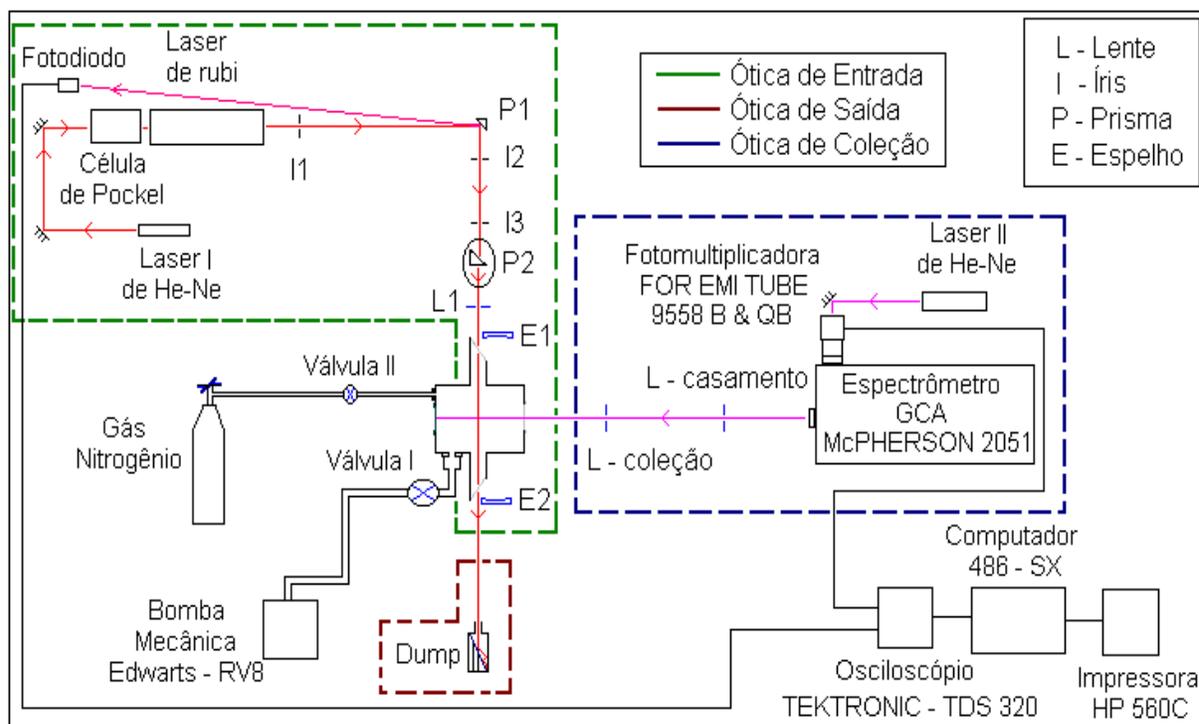


Fig. 4.1: Montagem feita para a execução do Espalhamento Rayleigh.

A seguir, descreveremos de forma resumida, cada uma das partes da instrumentação experimental. A menos que se especifique uma figura em particular, estaremos sempre fazendo referência a Fig. 4.1.

4.2 - Laser de Rubi e Fotodiodo

Devido a pequena seção de choque de espalhamento, a potência incidente no Espalhamento Thomson deve ser alta. Além disso, é preciso que a frequência do laser a ser utilizado não entre em ressonância com as frequências dos elétrons e íons do plasma.

O laser de rubi é o laser geralmente utilizado para o Espalhamento Thomson porque satisfaz estas duas condições. Ele tem uma frequência maior que a frequência do plasma, permitindo a transmissão da radiação incidente, e também, apresenta alta potência.

Diferentemente do laser de He-Ne, utilizado no alinhamento dos sistemas e testes de bancada, o laser de rubi não é contínuo, mas sim pulsado, apresentando uma potência de saída da ordem de megawatts, e a duração do seu pulso é da ordem de 60 ns.

Portanto, é preciso que certos cuidados sejam tomados na operação do laser. Durante o alinhamento, que geralmente é feito com o laser de He-Ne, é preciso que as reflexões sejam localizadas para garantir que elas não estejam atingindo algum equipamento ou mesmo passando por locais onde as pessoas transitam. Também, é aconselhável que se trabalhe sempre com as luzes do laboratório acesas, de forma a diminuir o contraste, no caso de uma reflexão, mesmo pequena, atingir a retina.

A alta potência é conseguida através do acoplamento da célula de Pockel à cabeça do laser. A célula de Pockel é um sistema que controla o disparo do laser através da rotação da polarização da luz deste. Enquanto a inversão de população não for a desejada, a luz dentro do laser é barrada ao passar pelo polaróide dentro da célula de Pockel. Mas quando a inversão de população atinge o máximo, é aplicada uma alta tensão no cristal da célula de Pockel fazendo com que ela gire a polarização da luz em 90° . Dessa forma, a luz passa pelo polaróide e o sistema

dispara um pulso gigante, sendo a duração do pulso devida ao tempo de aplicação da tensão na célula de Pockel.

No que diz respeito ao laser em si, também certos cuidados devem ser levados em conta. É preciso que haja uma limpeza freqüente das superfícies óticas do laser, porque grãos de poeira absorvem grandes quantidades de energia podendo danificar as superfícies. Devido ao aquecimento, todo o sistema é refrigerado com água bi-destilada que deve ser trocada periodicamente. Além disso, quando operado em potências da ordem de 10^7 a 10^8 W, podem aparecer bolhas internas na estrutura do rubi, que com o tempo podem provocar a quebra do bastão [Kunz68].

A seguir listamos as características básicas do laser de rubi (HOLOBEAM - modelo 624) utilizado no Espalhamento Rayleigh:

- comprimento do bastão : 15 cm
- diâmetro do bastão : 1 cm
- alimentação da lâmpada de xenônio: no máximo 10 kV
- célula de Pockel : no máximo 10 kV
- energia máxima do pulso : 3 J
- duração mínima do pulso : mínimo de 40 ns
- cristal da célula de Pockel : KD^*P (KD_2PO_4)

Devido à pequenas variações da intensidade e largura do pulso do laser, durante sua operação, é preciso que o mesmo seja monitorado a cada disparo.

Para isso, utilizamos um fotodiodo (SGD - 040A) para registrar os pulsos através da reflexão da luz do laser de rubi no Prisma 1. Devido ao fato de ter esta reflexão uma intensidade alta, foi necessário colocar atenuadores (vidros escuros) na frente do fotodiodo. Também, para difundir esta luz refletida, antes que seja captada pelo fotodiodo, foi utilizado um papel semi - transparente atrás do vidro escuro. Esta difusão é importante porque faz com que o fotodiodo capte um sinal mais homogêneo.

O diâmetro do feixe do laser de rubi é da ordem de 1 cm na saída do laser, e aumenta muito pouco com a distância, uma vez que ele apresenta uma divergência menor que 1 mrad. Quando o laser está corretamente alinhado, a distribuição de energia do feixe é gaussiana. Mas, devido a desalinhamentos que acabam ocorrendo durante a montagem do sistema, o laser de rubi nem sempre apresenta esta distribuição gaussiana, criando pontos mais intensos em algumas regiões do feixe. Dessa forma, a observação constante do feixe do laser, através de sua absorção por papéis especiais, tal como o papel de polaróide, ajuda na verificação do alinhamento do laser de rubi.

O sinal óptico captado pelo fotodiodo é convertido em sinal elétrico e a saída é ligada a um dos canais do osciloscópio. A montagem física e elétrica do monitor com fotodiodo está na Fig. 4.2.

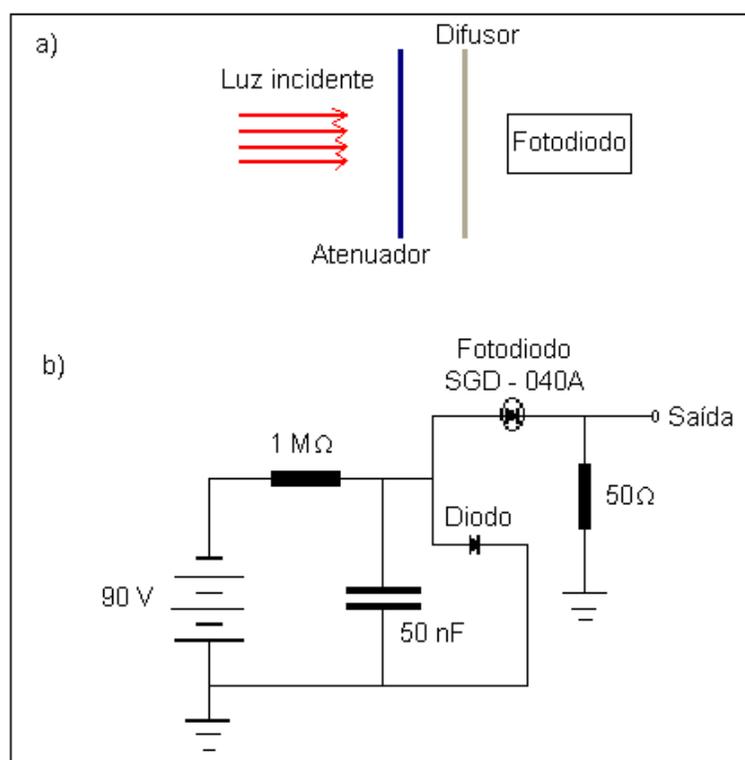


Fig. 4.2: Esquema do monitor do laser: a) Esquema físico; b) Esquema elétrico.

4.3 – Câmara e Sistema de Vácuo e Injeção de Gás

Para que o Espalhamento Rayleigh deste trabalho tivesse as mesmas condições normalmente utilizadas no Espalhamento Thomson, a câmara foi construída com as mesmas dimensões de um setor da janela do tokamak NOVA – UNICAMP. Ela apresenta cinco entradas: duas janelas reservadas para a entrada e saída do laser de rubi, que estão em ângulo de “Brewster”; uma janela para a coleção de luz espalhada, que fica de frente para o espectrômetro; uma atrás da janela de coleção, do outro lado da câmara, que serve como entrada de acesso para alinhamento; e mais duas, que servem para evacuação da câmara, através da bomba mecânica, e entrada de nitrogênio.

O sistema de vácuo e injeção de gás é bem simples, sendo formado por uma bomba mecânica,(Edwards, RV8), com velocidade de evacuação de 10 metros cúbicos / hora; duas válvulas de acesso à câmara, uma para injeção de nitrogênio e outra para evacuação, e dois medidores de pressão: um manômetro, WIKA(0 – 760 Torr), que é utilizado para medir pressões da ordem de 1 atm, e um “ACTIVE PIRANI GAUGE(Edwards, APG-M-NW16), para a medida de pressões mais baixas, da ordem de 10 mTorr.

4.4 - Ótica

A ótica para o sistema de multipassagem é composta por: ótica de entrada, ótica de saída e ótica de coleção de luz espalhada. Devido ao fato de que o núcleo espalhador de fótons, moléculas de nitrogênio, que atuam no processo de espalhamento estarem contidos somente numa pequena região por onde passa o feixe do laser, faz-se necessário um alinhamento bem preciso tanto das óticas de entrada e coleção. As discussões sobre a importância deste alinhamento serão vistas no capítulo 5.

4.4.1 - Ótica de Entrada

De acordo com a Fig. 4.1, a ótica de entrada é composta do próprio sistema de multipassagem representado esquematicamente pelos espelhos E1 e E2, das íris I1, I2 e I3, que servem para a colimação do feixe de rubi, e dos prismas P1 e P2, que servem para direcionar o feixe: o primeiro, desvia o feixe em 90° , já que a câmara encontra-se paralela ao laser; e o segundo, direciona para baixo, pois o feixe do laser entra por cima da câmara nos dois sistemas de multipassagem utilizados.

O Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais é composto da lente de focalização do feixe de entrada cujo diâmetro é de 4,5 cm e cujo foco é de 37,0 cm, e de dois espelhos côncavos apresentando uma distância focal de 12,5 cm e tendo diâmetros de 6,0 cm.

Já o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° é composto de duas lentes plano - convexas, cujo diâmetro é de 6,0 cm e têm focos de 25,0 cm, e dois conjuntos espelhos planos dispostos à 90° . Cada espelho tem uma dimensão de 4,0 cm de largura por 5,0 cm de comprimento.

4.4.2 - Ótica de Saída

A ótica de saída é composta pelo sistema de amortecimento (do inglês: “dump”) do feixe do laser. Após atravessar a região central da câmara, o feixe do laser deve ser bloqueado com o objetivo de segurança e diminuição da luz espúria (do inglês: “stray-light”).

Para os sistemas de multipassagem em estudo, eles são muito simples, sendo compostos por vidros escuros colados em ângulo raso, e que são colocados adequadamente em posições que variam de acordo com o número da passagem do feixe que se deseja amortecer. Isso foi devido ao pequeno espaço

disponível ao redor da câmara, por causa dos componentes do sistema de multipassagem, que inviabilizou a colocação de atenuadores mais complexos.

Já para a passagem única, foi utilizado um “dump” um pouco mais complexo, cujo esquema é mostrado na Fig. 4.3. Ele foi projetado de tal forma que tanto a luz refletida quanto a que atravessa o vidro escuro, colado em ângulo de “Brewster”, acaba quase que totalmente dentro do dispositivo, gerando o mínimo possível de “stray-light”.

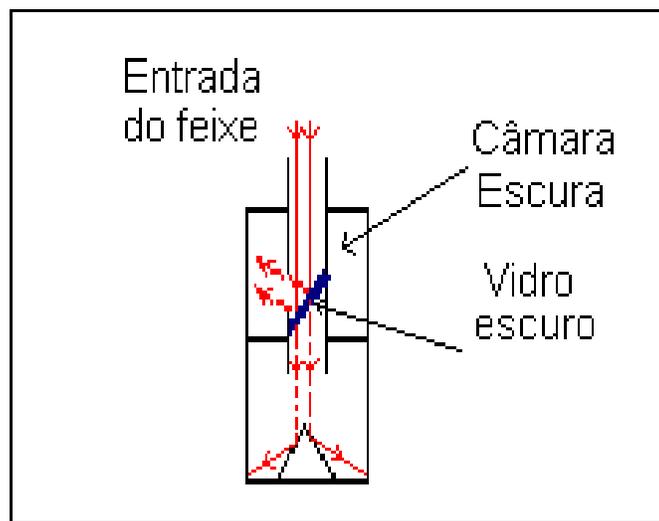


Fig. 4.3: “Dump” utilizado na realização do Espalhamento Rayleigh de passagem única.

4.4.3 - Ótica de Coleção

A ótica de coleção é composta somente de duas lentes plano-convexas iguais, apresentando diâmetros de 4,9 cm e distância focal de 43,0 cm: a lente de coleção tem como foco o centro da câmara, e a lente de casamento tem como foco o centro da fenda de entrada do espectrômetro. Ver Fig. 4.4.

De acordo com esta figura, a ótica de coleção deve obedecer a relação de ângulo definida pelo espectrômetro utilizado, de forma a evitar perda de sinal espalhado e aumento de “stray-light”. Ou seja, a lente junto ao espectrômetro tem que ser tal que garanta a igualdade entre os ângulos θ e θ' . Por isso, dá-se a esta lente o nome de lente de casamento.

Como as lentes são iguais, a sua magnificação é igual a um. Dessa forma, a dimensão da região de observação dentro da câmara será igual àquela definida pela abertura da fenda de entrada do espectrômetro.

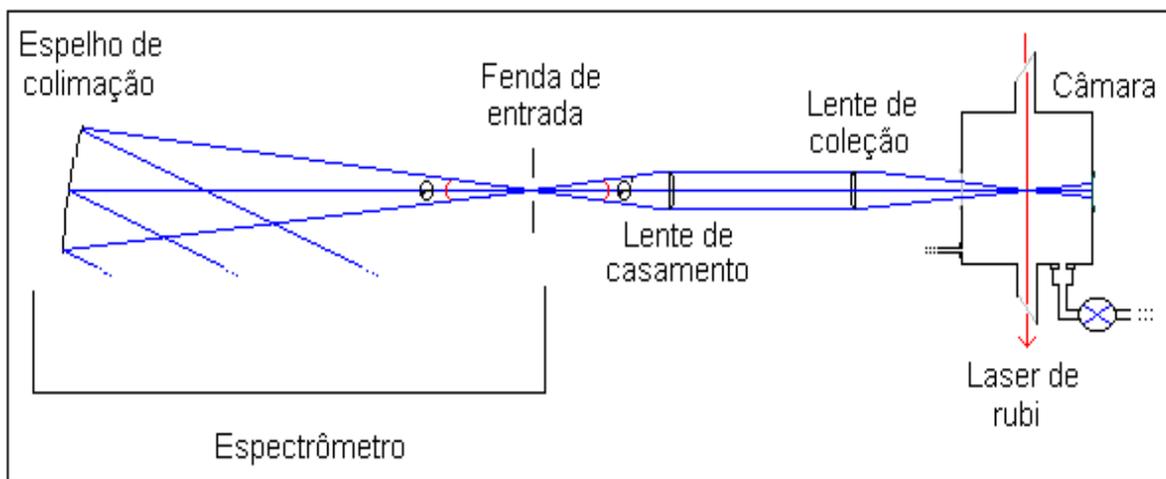


Fig. 4.4: Esquema para coleção de luz espalhada, mostrando o espectrômetro, a ótica de coleção, que é composta da lente de casamento e da lente de coleção, e a câmara de espalhamento.

4.5 - Os Lasers de Alinhamento

Para fazer o alinhamento das óticas de entrada e saída foi utilizado o Laser I de He-Ne, 5 mW, feixe em vermelho na Fig. 4.1, cujo feixe passa pelo centro do bastão do laser de rubi. Desta forma, o caminho que será seguido pelo laser de rubi é igual ao seguido pelo Laser I de He-Ne. Como o comprimento de onda do

laser de rubi, 6943 Å, é próximo do comprimento do laser de He-Ne, 6328 Å, também utilizamos o Laser I de He-Ne para alinhar o sistema de multipassagem.

O Laser II de He-Ne, 1 mW, feixe em lilás na Fig. 4.1, por sua vez foi utilizado, junto ao espectrômetro, com o objetivo de alinhá-lo com relação a câmara. Assim, foi possível saber o local exato para onde o espectrômetro estava “olhando”, facilitando o alinhamento entre as óticas de entrada e coleção através do cruzamento dos feixes dos dois lasers. O ponto de cruzamento então passa a ser o centro do nosso sistema de multipassagem, que não necessariamente precisa coincidir exatamente com o centro físico da câmara.

4.6 - Sistema de Aquisição de Dados

O sistema de aquisição de dados é composto pelos: espectrômetro, fotomultiplicadora, osciloscópio, computador e impressora, que iremos descrever em detalhes a seguir.

4.6.1 - Espectrômetro

O espectrômetro utilizado foi um GCA/McPHERSON – 2051, que já tem 31 anos de uso[GCA68]. Ele apresenta um problema de deslocamento constante no comprimento de onda, que será mencionado posteriormente no capítulo 5.

Ele possui uma rede de difração plana e dois espelhos côncavos, um para colimação e outro para focalização. Ver Fig. 4.5. Também, permite que trabalhem com as fendas na posição lateral e frontal, dependendo da conveniência. Durante a execução dos trabalhos tivemos que mudar a posição da fenda de saída da posição lateral para a posição frontal do espectrômetro, devido à variações do deslocamento constante no comprimento de onda. A abertura

máxima das fendas é de 3,0 mm para a fenda de entrada e 2,0 mm para a fenda de saída.

As características básicas do espectrômetro estão listadas abaixo:

Dimensões da rede	10,2 x 10,2 cm
Distância focal	1,0 m
Número de ranhuras na rede	1200 / mm
Comprimento de onda de brilho	3000 Å
Resolução espectral	0,5 Å

Tabela 4.1 – Características básicas do espectrômetro GCA/McPHERSON –2051.

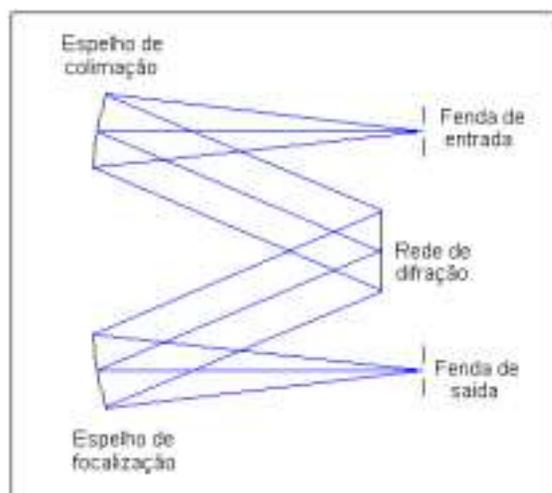


Fig. 4.5: Esquema mostrando os espelhos e grade de difração do espectrômetro GCA/McPHERSON – 2051.

4.6.2 – Fotomultiplicadora

A fotomultiplicadora FOR EMI TUBE – 9558 B & QB, foi utilizada por mostrar boa sensibilidade na região do vermelho e infra-vermelho, dentro

da faixa de comprimento de onda em que estávamos trabalhando, que tem como centro o comprimento de onda do laser de rubi, 6943 Å, sendo que o fotocatodo, que é do tipo tri-alkalino (S20 – Na, K, Cs; Sb), tem boa resposta desde o ultra-violeta até o infra-vermelho próximo.

A eficiência quântica (η) de uma fotomultiplicadora em função do comprimento de onda é definida como a média do fotoelétron no fotocatodo por fóton incidente, e geralmente é expressa em porcentagem. Para esta fotomultiplicadora, a eficiência quântica para o comprimento de onda do rubi está em torno de 12%.

Já a sensibilidade radiante (S) é definida como a corrente emitida pelo fotocatodo por “watt” de radiação incidente de um determinado comprimento de onda. Está diretamente relacionada com a eficiência quântica: $S = \lambda \cdot \eta / 1,24$ (mA / W), λ em nm.

Assim, para o comprimento de onda do rubi, a sensibilidade desta fotomultiplicadora está em torno de 67 mA / W.

Uma outra quantidade importante é o ganho da fotomultiplicadora. Este é definido como o coeficiente angular da curva Corrente no anodo x Corrente no fotocatodo. Ele varia diretamente com o número de dinodos apresentados pela fotomultiplicadora. A fotomultiplicadora apresenta nove dinodos e um ganho de aproximadamente $8,7 \times 10^5$.

A tensão máxima permitida aplicada a fotomultiplicadora é da ordem de 1,6 kV.

4.6.3 – Osciloscópio

Devido ao fato de que o sinal espalhado tem uma duração da ordem de algumas dezenas de nanosegundos, o osciloscópio a ser utilizado tem que ser rápido o suficiente para que o sinal possa ser detectado.

O osciloscópio utilizado, um TEKTRONIX – TDS 320, satisfaz esta condição, sendo rápido o suficiente para registrar os pulsos com durações de até

poucas unidades de nanosegundos. Além disso, apresenta dois canais, justamente o necessário para a execução do espalhamento Rayleigh. Para um dos canais vai o sinal captado pelo fotodiodo; para o outro, o sinal espalhado captado pelo espectrômetro e amplificado pela fotomultiplicadora. Para que houvesse um perfeito casamento de impedância entre os cabos coaxiais e o osciloscópio, foi utilizado um atenuador de 50 ohms em cada um dos canais do osciloscópio.

O osciloscópio também apresenta saída para impressora e porta GPIB, que permite a sua ligação a computadores.

4.6.4 – Computador e Impressora

Os sinais captados no osciloscópios precisam ser armazenados em computador para que possam ser tratados posteriormente. Isto é feito através de uma placa de transmissão.

A placa utilizada no experimento foi a GPIB, STD – 8410, e o computador um 486 – SX, 100 MHz.

Também foi utilizada uma impressora HP 560C, para impressão final dos dados armazenados e tratados no computador.

Os “softwares” utilizados foram: o “Beam Three”, para análise do Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°, e um outro que foi desenvolvido no “Ioffe Institute of Physics and Technology” de St. Petersburg, Rússia, para análise do Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais[Kant95].

Capítulo 5

Coleta de Dados e Resultados

5.1 – Introdução

Neste trabalho, realizamos o Espalhamento Rayleigh passagem única e multipassagem para os dois tipos de sistemas em estudo, o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° e o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, afim de verificar a eficiência em espalhamento para cada um deles.

Com o objetivo de se fazer um estudo mais simples do Espalhamento Rayleigh, foi feita a passagem única antes da multipassagem.

Serão descritos a seguir a forma como se dá a aquisição e o tratamento dos dados experimentais na seção 5.2. Depois, na seção 5.3, serão mostradas todas técnicas de medição, inerentes ao espalhamento Rayleigh, que foram verificados durante a execução dos trabalhos. Por fim, na seção 5.4, serão mostrados os resultados finais apresentados por cada um dos dois sistemas de multipassagem, bem como a comparação entre eles.

5.2 – Processo de Obtenção dos Dados

O sinal do Espalhamento Rayleigh capturado pelo espectrômetro, CGA/McPHERSON - 2051 , é convertido em um sinal elétrico via uma fotomultiplicadora, FOR EMI TUBE – 9558 B & QB, acoplada na saída do espectrômetro. Este sinal é enviado a um osciloscópio, TEKTRONIX – TDS 320, e, após uma seleção é armazenado em um computador, 486 - SX , acoplado ao osciloscópio via placa GPIB, STD - 8410 ,onde será processado.

Depois de passar pelo tratamento de dados, que requer conversões e utilização de análise estatística, chegamos então ao resultado final da medida.

Em média foram feitas três medidas de espalhamento, dependendo das variações apresentadas pelo laser, para cada pressão de trabalho ou comprimento de onda que aparece num determinado gráfico.

Um sinal típico é mostrado na Fig. 5.1:

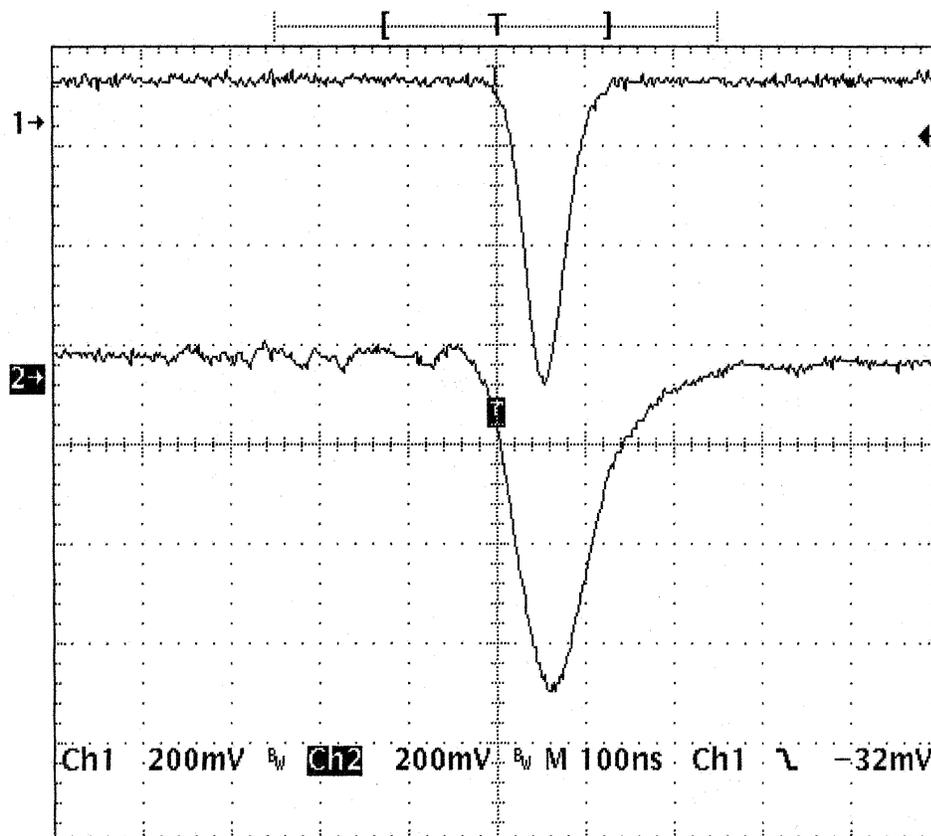


Fig. 5.1 : Sinal típico, mostrando: 1- Sinal do fotodiodo; 2- Sinal do Espalhamento Rayleigh

Da Fig. 5.1, vemos que o espectro apresentado pelo sinal espalhado tem uma forma parecida com a forma do espectro do fotodiodo. No entanto, ele

geralmente é um pouco mais largo. Isto pode ser devido ao tempo de resposta da fotomultiplicadora ou à falta de casamento de impedância entre os cabos e o osciloscópio, ou ainda, devido ao fato de que o feixe do laser leva um certo tempo dentro da câmara por causa da multipassagem do feixe pela câmara.

O tratamento dos dados obtidos consiste basicamente na normalização do sinal espalhado em função do valor obtido no fotodiodo, usado para monitorar a potência, ou intensidade, do laser de rubi. Isto é feito não só para corrigir pequenas variações do sinal do laser a cada disparo, mas também para que pudéssemos verificar o funcionamento do laser em si.

A normalização pode ser feita de duas formas: através das amplitudes dos sinais espalhado e do fotodiodo, ou através da área ocupada pelos mesmos, em relação às suas bases. Ver Fig. 5.2, onde 5.2 a) é o sinal do fotodiodo e 5.2 b) é o sinal total, que representa o sinal espalhado mais o stray-light.

A normalização pela amplitude tem como objetivo levar em conta o fato de que amplitudes maiores no sinal do fotodiodo devem corresponder a um maior valor da amplitude do sinal de espalhamento Rayleigh.

Paralelamente a isso, também foi feita a anotação dos valores das amplitudes dos sinais espalhado e do fotodiodo medidos diretamente na tela do osciloscópio.

De forma semelhante, a normalização pela área leva em conta o fato de que valores maiores de áreas no sinal do fotodiodo devem corresponder também a um maior valor da área do sinal de espalhamento.

Os cálculos realizados durante a execução dos trabalhos mostraram que os resultados apresentados na normalização pela amplitude estão em concordância com aqueles normalizados pela área, dentro das margens de erros experimentais, onde os normalizados pela área apresentam em geral um erro estatístico um pouco menor do que os normalizados pela amplitude.

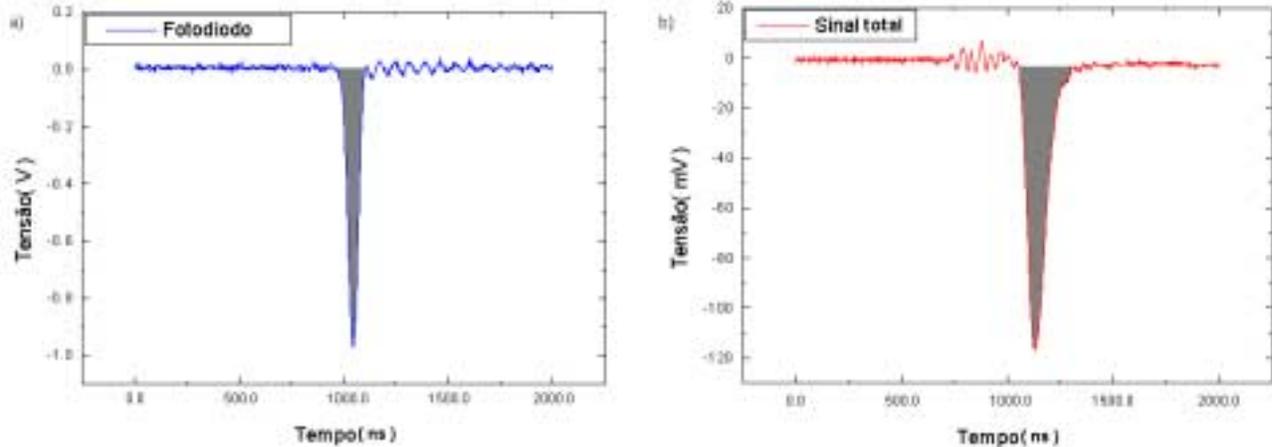


Fig. 5.2: Sinais obtidos via fotodiodo e fotomultiplicadora: a) Área do fotodiodo; b) Área do sinal total

Durante a execução dos trabalhos, a maioria dos dados foi gravada em computador para que a normalização pela área pudesse ser realizada, já que o osciloscópio utilizado não permitia a medida direta da área dos sinais.

5.3 – Técnicas de Medição

Durante a fase de coleta de dados, certas técnicas experimentais a respeito do Espalhamento Rayleigh foram utilizadas, e através delas foi possível delinear um procedimento experimental a ser seguido com o objetivo de se comparar com maior segurança os resultados apresentados por cada um dos dois sistemas de multipassagem. Estas técnicas serão apresentados a seguir.

5.3.1 – Medidas do “Stray-light”

Inerente à medida dos sinais, geralmente encontra-se a ele associado o ruído, que muitas das vezes acaba tornando a medida do sinal em si muito difícil,

como ocorre, por exemplo, com o Espalhamento Thomson, devido a pequena seção de choque de espalhamento.

Em geral, o ruído principal é ótico, por isso o nome de “stray-light”, do Inglês, luz espúria, que é proveniente das reflexões do feixe do laser de rubi ao bater nas superfícies óticas e, principalmente, das reflexões geradas nas janelas de entrada e saída, em ângulo de “Brewster”, na câmara de espalhamento. Também existe o ruído elétrico, mas este foi diminuído ao máximo e, portanto, não chegou a interferir nas medidas realizadas.

Foi considerada como medida do “stray-light”, a medida realizada quando disparamos o laser de rubi em condição de vácuo na câmara de espalhamento, ou seja, quando a pressão era da ordem de 10^{-2} Torr. Já o sinal total é medido quando temos uma pressão de trabalho, que é da ordem de 10^2 Torr de nitrogênio.

É sabido que o sinal de espalhamento Rayleigh é proporcional à densidade das moléculas do gás. Assim, quando a câmara encontra-se em condições de vácuo, e o sinal medido é da ordem do sinal total, vemos que este só pode ser o ruído inerente a medida, pois não provém de um espalhamento molecular, uma vez que a diferença na ordem de grandeza entre a condição de vácuo e a de pressão de trabalho é da ordem de 10^4 Torr.

Apesar de ser indesejável, o “stray-light” pode nos dar informações úteis a respeito do funcionamento do aparato experimental, principalmente no que diz respeito a condição de alinhamento das óticas de entrada e coleção de luz espalhada, como poderá ser verificado na seção 5.3.3.

5.3.2 – O Sinal Rayleigh

Das equações (2.3.1) e (2.3.16), para o sinal Rayleigh espalhado, vê-se que a única dependência deste com relação a frequência é somente dada pela própria frequência do laser. Dessa forma, quando é medido a variação da intensidade do sinal, ou mesmo do “stray-light”, em função do comprimento de onda, o alargamento verificado no espectro gaussiano deve-se unicamente ao

alargamento instrumental, que dependerá da abertura das fendas do espectrômetro e da sua rede de difração, e o espectro deve estar centrado no comprimento de onda do laser de rubi (6943 Å) .

No entanto, o comprimento de onda do laser tabelado não coincidiu com o lido no espectrômetro. Existiram dois motivos principais: o primeiro é devido à problemas mecânicos intrínsecos ao espectrômetro, gerando um deslocamento constante no valor lido para comprimento de onda do laser, ver Fig. 5.3; o segundo é devido a falta de alinhamento das óticas de coleção e de entrada, gerando um deslocamento não-constante dependendo do desalinhamento, ver Fig. 5.4.

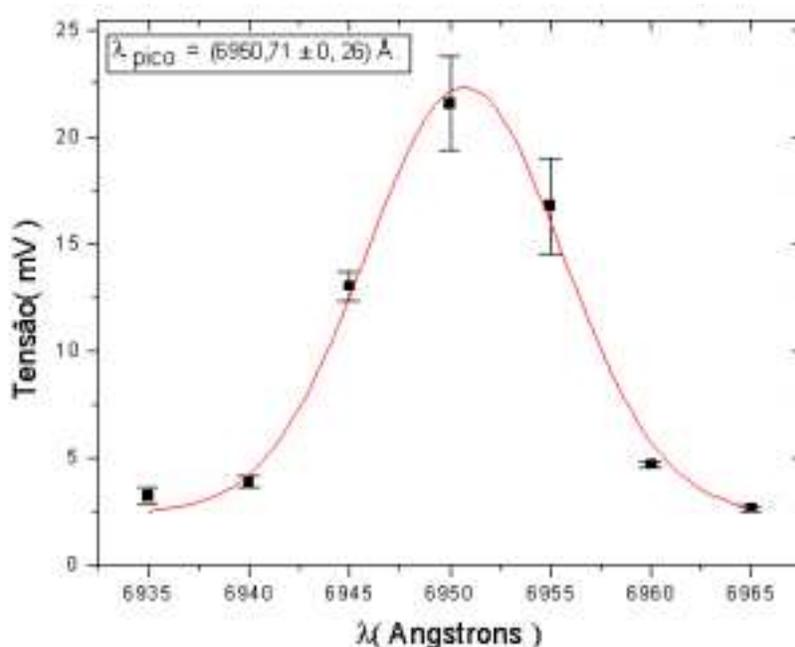


Fig. 5.3: Variação do “stray-light” em função do comprimento de onda, mostrando o deslocamento em comprimento de onda devido à problemas mecânicos do espectrômetro

Na Fig. 5.3, podemos ver que o λ_{pico} é $(6950,71 \pm 0,26) \text{ \AA}$, portanto, comparando com o comprimento de onda tabelado para o laser de rubi, de 6943 \AA , obtemos uma diferença de $(7,71 \pm 0,26) \text{ \AA}$.

Com o objetivo de confirmar este deslocamento constante no espectrômetro, foi feita a verificação da calibração do espectrômetro utilizando um

laser de He-Ne, e que resultou também num deslocamento positivo constante do comprimento de onda de aproximadamente 8 Å.

Devido a essa variação, consideramos como o comprimento de onda efetivo para o laser de rubi, quando da medida da variação dos sinais em função do comprimento de onda, o valor de 6951 Å, que a partir de agora chamaremos de (λ_{eff}). Neste ponto, é importante salientar que o valor do λ_{eff} quando da realização de algumas das medidas iniciais que serão apresentadas a seguir era de aproximadamente 6937 Å, diferente do valor atual, 6951 Å. Este deslocamento negativo constante de 6 Å, em relação ao comprimento de onda do rubi, também foi verificado através de um laser de He-Ne. A mudança para o valor atual do λ_{eff} ocorreu porque houve uma mudança na posição da fenda de saída do espectrômetro, que passou da posição lateral para a posição frontal do espectrômetro.

Dessa forma, no que se segue, a menos que se faça alguma referência a posição lateral da fenda de entrada no espectrômetro, estaremos nos referenciando ao valor atual do λ_{eff} , que é de 6951 Å.

A solução para a segunda das causas no deslocamento, que é variável e que ocorre nas proximidades do λ_{eff} , é a obtenção de um melhor alinhamento. O desalinhamento é devido, em sua maioria, aos pequenos esbarrões não percebidos na mesa ótica, durante o processo de alinhamento, que acabavam por provocar pequenas variações no ajuste final entre as óticas de coleção e entrada. As discussões referentes a este tipo de deslocamento serão apresentado a seguir.

5.3.3 – Pico do Sinal Total e “Stray-light”

Foi observado que o pico do espectro do “stray-light” não depende tão fortemente do alinhamento entre as óticas de entrada e de coleção, desde que a ótica de coleção esteja alinhada em relação ao espectrômetro, tendo o pico do seu espectro bem próximo ao valor do λ_{eff} . Devemos notar que a ótica de entrada

é composta pelo laser de rubi e sistema de multipassagem, e a ótica de coleção pelo espectrômetro e lentes de coleção, ver capítulo 4.

A explicação mais provável é que a medida do sinal total, por depender muito do alinhamento entre as óticas de coleção e de entrada, uma vez que a região de espalhamento é pequena pois o feixe é focalizado no centro da câmara, faz com que o espectrômetro corrija este desalinhamento, quando existe, através de um deslocamento em comprimento de onda. Ou seja, é como se o espectrômetro estivesse “olhando” um pouco ao lado da região onde está acontecendo, com mais intensidade, o espalhamento. Já para o “stray-light” isso não acontece porque ele vem de todas as direções, uma vez que é resultado de múltiplas reflexões dentro da câmara de espalhamento.

Na Fig. 5.4, vemos este tipo de deslocamento do λ_{pico} entre sinal total e o “stray-light”, para fenda de entrada na posição lateral do espectrômetro.

Dessa forma, o “stray-light” passou a ser utilizado na verificação do alinhamento geral das óticas de entrada e coleção. Já no âmbito da multipassagem, para os dois sistemas em estudo, foi verificado que o deslocamento em comprimento de onda, quando ocorre, aumenta ligeiramente com o número de passagens, tanto em sinal como em “stray-light”.

Esta verificação também foi muito importante pois permitiu que notássemos variações ocorridas no alinhamento do sistema.

Assim, antes de se fazer qualquer tipo de medida, passou-se a fazer a medida do “stray-light” para um número maior de passagens do feixe, em função do comprimento de onda para se verificar a concordância entre o λ_{eff} e o λ_{pico} do espectro medido. Quando esta concordância não era verificada, paravam-se as medidas e o sistema era realinhado. Em caso contrário, as medidas desejadas eram feitas, sempre com o espectrômetro ajustado no valor encontrado para o λ_{pico} .

Como pode ser visto na Fig. 5.4, esta diferença entre os valores do λ_{pico} entre sinal total e “stray-light” na maioria das vezes não é grande, não tendo sido verificadas diferenças maiores que $0,5 \text{ \AA}$. Apesar de pequena, esta variação causa diferenças significativas na medida do sinal, podendo levar a resultados errôneos.

O problema é que tendo espectros gaussianos, o sinal e o “stray-light” só podem ser somados ou diminuídos diretamente se os seus espectros estiverem centradas no mesmo valor do λ_{pico} , caso contrário, deve-se levar em conta os fatores exponenciais para cada um deles, dificultando mais a medida do sinal espalhado: sinal total medido menos o “stray-light”.

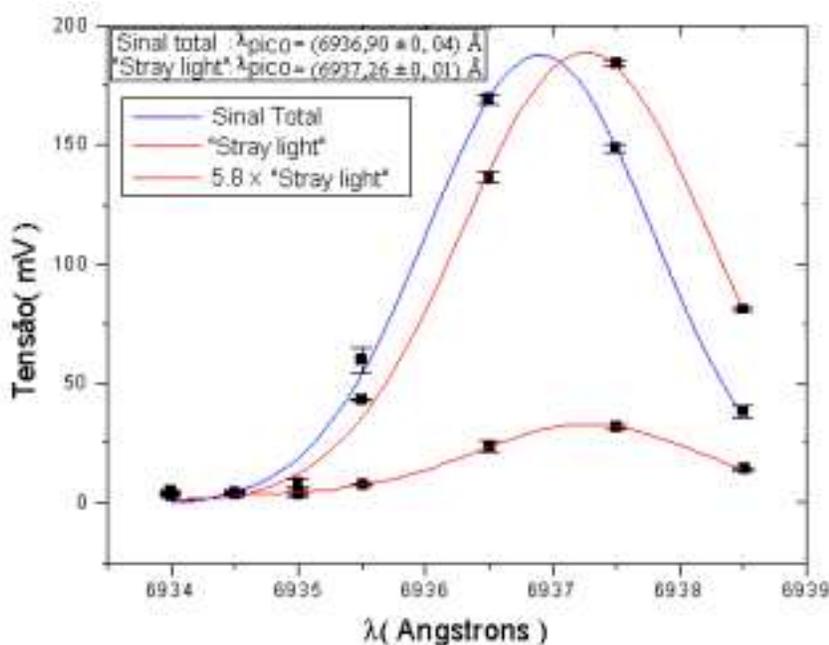


Fig. 5.4: Variação do λ_{pico} entre sinal total e “stray-light” devido ao desalinhamento do sistema, para fenda de saída na posição lateral do espectrômetro. Note que o “stray-light” foi normalizado em relação ao sinal total com um fator de 5.8 para melhor visualização.

Verificou-se também que quando o sistema está de fato alinhado, existe uma concordância muito boa entre os comprimentos de onda de pico dos sinais e “stray-lights”, e destes com o λ_{eff} , independente do número de passagens, como pode ser visto na Fig. 5.5, para fenda de entrada na posição lateral do espectrômetro.

A Fig. 5.5, mostra como é significativa a influência do “stray-light”. Repare que o “stray-light” para cinco passagens é maior que o sinal total medido para a primeira passagem.

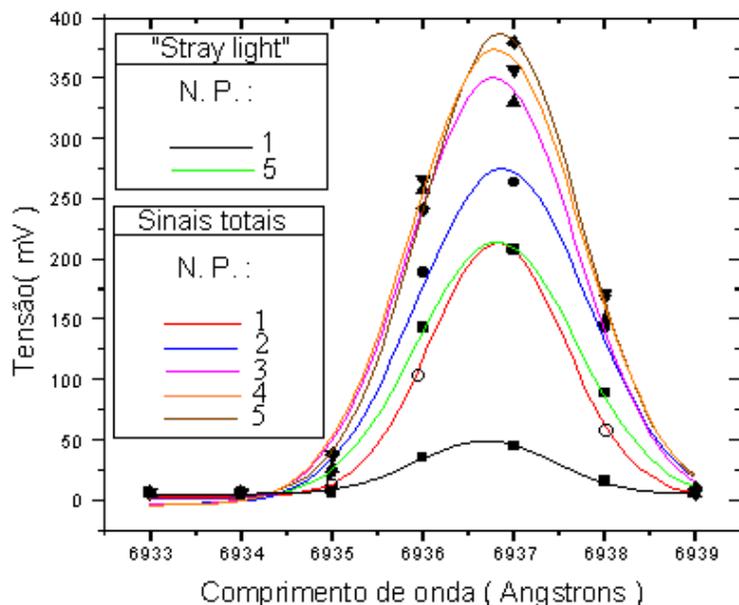


Fig. 5.5: Curvas de sinais totais e “stray-lights” em função do comprimento de onda, para fenda de saída na posição lateral do espectrômetro, pressão de Nitrogênio na câmara de 340 Torr, mostrando concordância entre os comprimentos de onda de pico destes. Aqui, N. P., significa número de passagens.

Devido à maior concordância entre os “stray-lights” em função do λ_{pico} , não fizemos a medida do “stray-light” para as passagens 2, 3 e 4 do laser, pois a concordância entre a primeira e quinta já garante a concordância destas com as outras passagens.

5.3.4 – A Abertura das Fendas do Espectrômetro

Para uma mesma montagem, com um mesmo número de passagens do feixe, foi verificado experimentalmente a variação da intensidade dos sinais e

“stray-lights” em função da abertura das fendas de entrada e saída do espectrômetro, como pode ser visto na Fig. 5.6:

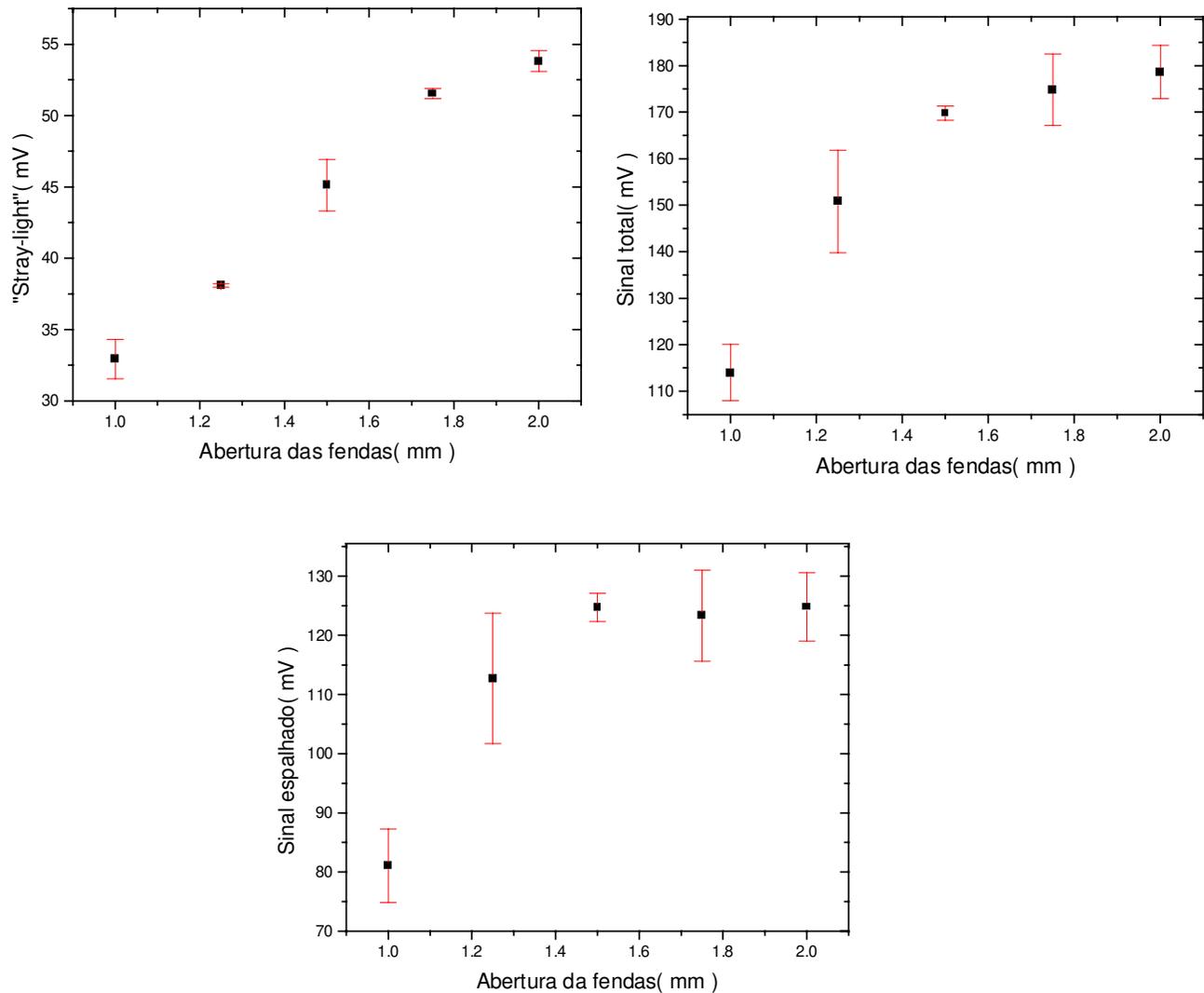


Fig. 5.6: Variação do sinal total, “stray-light” e sinal espalhado em função da abertura das fendas do espectrômetro para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais

Em conseqüência, ocorreu também uma variação do sinal espalhado em função da abertura das fendas do espectrômetro. Da Fig. 5.6, podemos ver que ocorre um saturamento do sinal espalhado para a abertura de 1,5 mm das fendas do espectrômetro. Para 1,75 mm e 2,0 mm só temos um aumento do “stray-light” em cima do sinal espalhado, gerando um sinal total maior para estas duas aberturas de fenda.

Essa verificação é muito importante, pois mostra que para o maior sinal espalhado possível existe um menor “stray-light” possível, ou seja, devemos trabalhar com uma abertura das fendas que resulte num sinal espalhado maior, com o menor “stray-light” .

5.3.5 – A Passagem Única Normal e Inclinada

Procurando-se levar em conta os resultados acima descritos, o Espalhamento Rayleigh de passagem única foi executado de duas formas diferentes com relação à direção da injeção do feixe do laser: normal e inclinada, em relação ao plano de espalhamento.

A passagem única normal é aquela em que o feixe incide à 90° com relação ao plano horizontal; já a inclinada, refere-se a primeira passagem do sistema de multipassagem, que é sempre diferente de 90° . Os resultados experimentais mostram, dentro das margens de erro, que a passagem única normal é equivalente a passagem única inclinada. Como exemplo, valores tomados para 380 Torr de nitrogênio no intervalo de alguns dias mostraram inicialmente para os sinais totais da passagem única normal o valor de 190 ± 18 mV e para a passagem única inclinada o valor de 209 ± 25 mV, e depois os valores de 305 ± 26 mV para a passagem única normal, e de 290 ± 19 mV para a passagem única inclinada.

Note que apesar das intensidades dos sinais totais tomados em tempos diferentes serem distintos, para o mesmo valor de pressão, os valores obtidos nos dois tipos de passagem única estão dentro das margens de erro.

Portanto, consideramos como espalhamento Rayleigh de passagem única, o espalhamento proveniente da primeira passagem dos sistemas de multipassagem.

Dos dados acima, pode ser visto um fato importante notado durante a execução dos trabalhos, que foi a variação das intensidades do sinal espalhado e “stray-lights” ao decorrer do tempo. Inicialmente, pensou-se que era devido à variação da temperatura ao longo do dia(dilatação dos materiais metálicos), mas que posteriormente mostrou ter como causa mais provável o desalinhamento da ótica de entrada.

Isto foi causado porque as estruturas dos suportes das lentes e espelhos eram muito sensíveis as oscilações mecânicas presentes na mesa ótica, devido principalmente a bomba mecânica e ao sistema de refrigeração do laser de rubi. Depois da substituição destes por suportes de maior espessura a reprodutividade das medidas melhorou significativamente.

5.3.6 – Curvas de Calibração

Foram feitas medidas da intensidade dos sinais em função da pressão de nitrogênio na câmara. Estas curvas são importantes quando da realização do Espalhamento Thomson, para a medida da densidade eletrônica do plasma. No presente trabalho, estas curvas serviram somente para mostrar a coerência nas medidas dos sinais do Espalhamento Rayleigh para a passagem única e multipassagem. Esta coerência refere-se ao fato de que se espera que o sinal total varie linearmente com a pressão, tanto na passagem única quanto na multipassagem.

Mostramos abaixo curvas de calibração para a primeira e quinta passagens do laser de rubi para os dois tipos de sistemas de multipassagem.

Na Fig. 5.7 mostramos as curvas de calibração feitas para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais. A diferença mostrada no coeficiente angular destas retas é devido ao aumento da potência incidente total para a quinta passagem do laser de rubi em relação a passagem única. Ou seja, devido ao ganho ocorrido por causa da utilização do sistema de multipassagem.

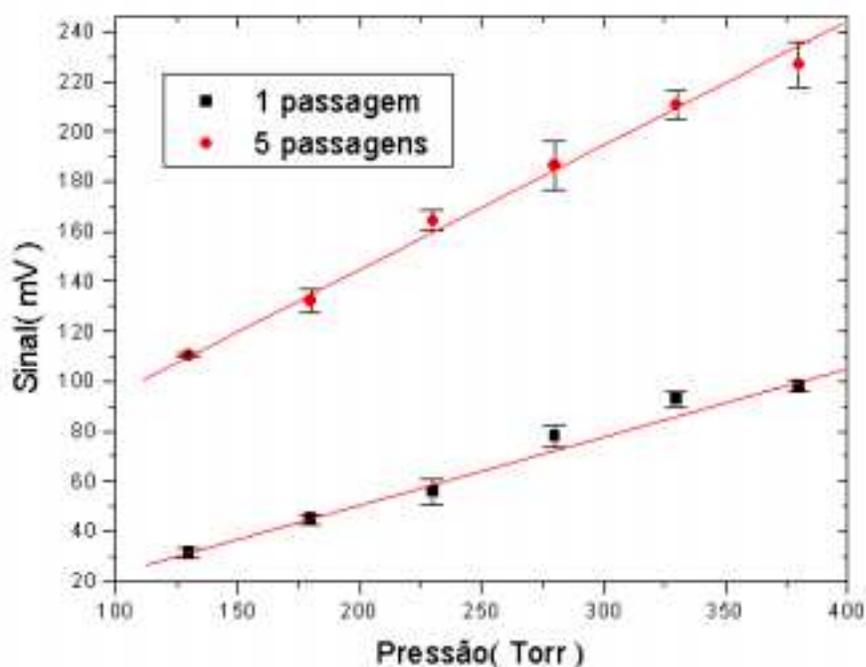


Fig. 5.7: Curvas de calibração para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais.

O ganho pode ser calculado diretamente através da razão entre os coeficientes angulares das duas retas. Para este sistema de multipassagem o ganho foi de 1.79 ± 0.07 .

Na Fig. 5.8 mostramos as curvas de calibração feitas para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° .

Pode ser observado, da Fig. 5.8, que as curvas para a primeira e quinta passagens do laser também apresentam o perfil de uma reta. O grande valor na intensidade dos sinais deve-se unicamente ao fato de termos trabalhado com uma potência maior do laser no dia em que estes dados foram tomados.

Para este sistema de multipassagem o ganho foi de 1.32 ± 0.04 .

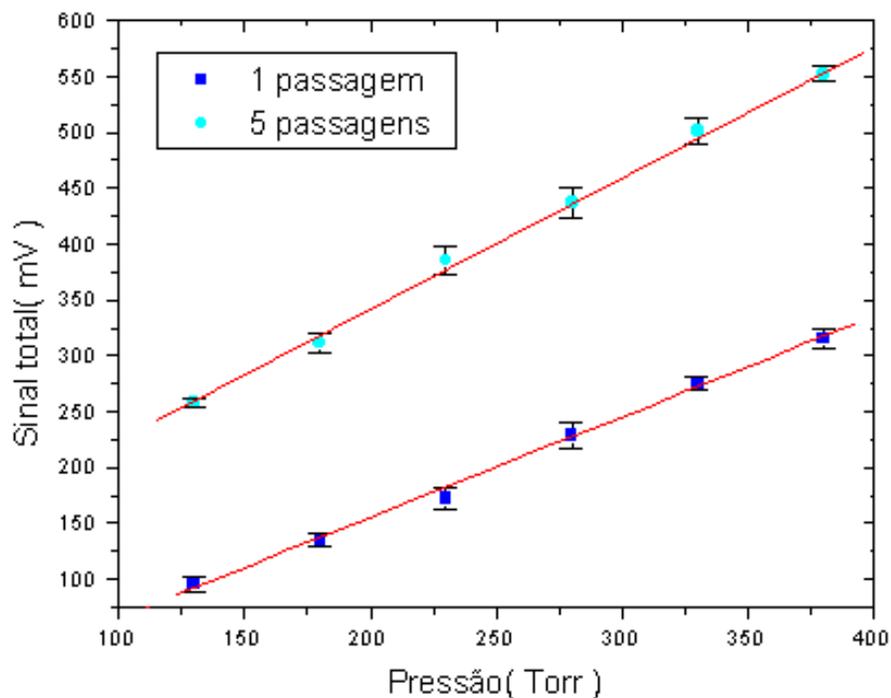


Fig. 5.8: Curvas de calibração para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°.

Os baixos valores de ganhos apresentados nestes dois exemplos ocorreram porque os dados foram tomados sem que tivéssemos levado em conta um dos itens mostrados nas técnicas de medição, a abertura das fendas do espectrômetro, que no caso era muito pequena, de apenas 200 micrômetros.

5.4 – Resultados

Para que pudéssemos levar em conta todas técnicas de medição que foram mostrados acima, foi delineado um procedimento experimental a ser seguido igualmente nos dois tipos de sistemas de multipassagem, com o objetivo de facilitar a posterior comparação entre os mesmos. Este procedimento está listado abaixo, na sua ordem de execução:

- 1- Levantamento do perfil do “stray-light” e verificação da concordância entre e o λ_{pico} do perfil e o λ_{eff} .
- 2- Medidas da variação do “stray-light” e do sinal total em função da abertura das fendas do espectrômetro.
- 3- Cálculo da diferença das medidas do sinal total e “stray-light”, obtendo o sinal espalhado, em função da abertura das fendas do espectrômetro, e verificação da abertura que resultou no maior valor do sinal espalhado.
- 4- Uma vez definida a melhor abertura das fendas, então é feita a medida dos sinais totais e respectivos “stray-lights” para as passagens pertinentes, afim de se calcular o ganho final, através do sinal espalhado, de cada sistema de multipassagem.

As simulações executadas durante os trabalhos, levando-se em consideração o diâmetro maior apresentado para o laser de rubi, da ordem de 1,0 cm, mostraram que o número máximo de passagens permitido para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°, com lentes de 6,0 cm de diâmetro e distância focal de 25,0 cm, é de oito. Experimentalmente, para oito passagens, os feixes passavam muito próximos das aberturas internas das janelas da câmara, tanto num sistema quanto no outro, podendo gerar maior “stray-light”. Portanto, decidimos executar o espalhamento Rayleigh com um número máximo de seis passagens em cada um dos sistemas.

Apresentamos abaixo os resultados obtidos para os dois sistemas de multipassagem, bem como a comparação entre eles.

5.4.1 - Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais

Vemos na Fig. 5.9, o espectro do “stray-light” e a verificação da concordância entre o λ_{pico} deste e o λ_{eff} , aproximadamente 6951 Å.

Já as medidas da variação do “stray-light” e do sinal total, bem como o cálculo do sinal espalhado em função da abertura das fendas do espectrômetro podem ser vistas na Fig. 5.10.

Também da Fig. 5.10, vemos que a abertura que resultou no maior valor do sinal espalhado foi de aproximadamente 1,5 mm.

Foram medidos os sinais totais e “stray-lights” correspondentes para a primeira, segunda, quarta e sexta passagens do feixe com a abertura das fendas do espectrômetro de 1,5 mm, uma vez que não foi possível barrar a terceira e a quinta passagens. Ver Fig. 5.11.

No cálculo do ganho foram utilizados os dois tipos de normalização, normalização pela área e pela amplitude, cujos resultados podem ser vistos na Fig. 5.12, obtendo-se um ganho entre a sexta e a primeira passagem de 4.61 ± 0.42 , na normalização pela amplitude, e de 5.12 ± 0.43 , na normalização pela área.

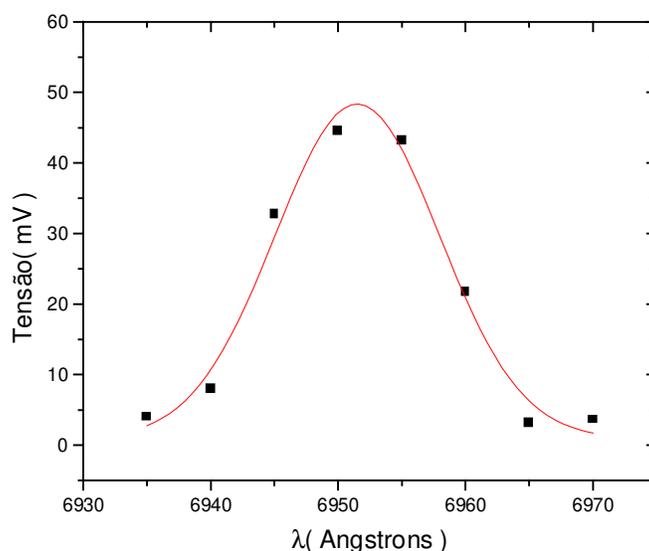


Fig. 5.9: Variação do “stray-light” em função do comprimento de onda para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais. $\lambda_{\text{pico}} = (6951,50 \pm 0,41) \text{ \AA}$

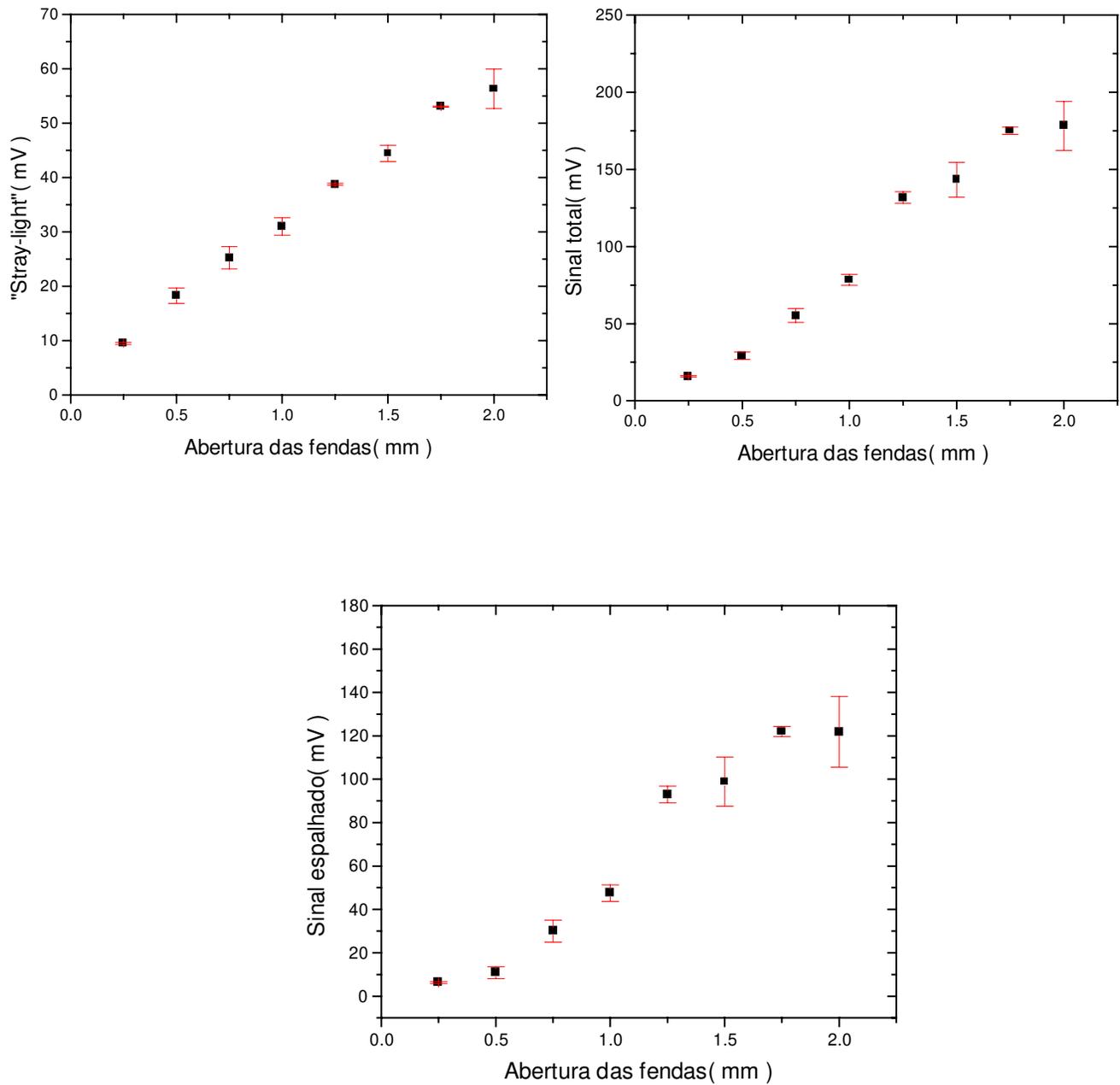


Fig. 5.10: Variação do sinal total , "stray-light" e sinal espalhado em função da abertura das fendas do espectrômetro para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais

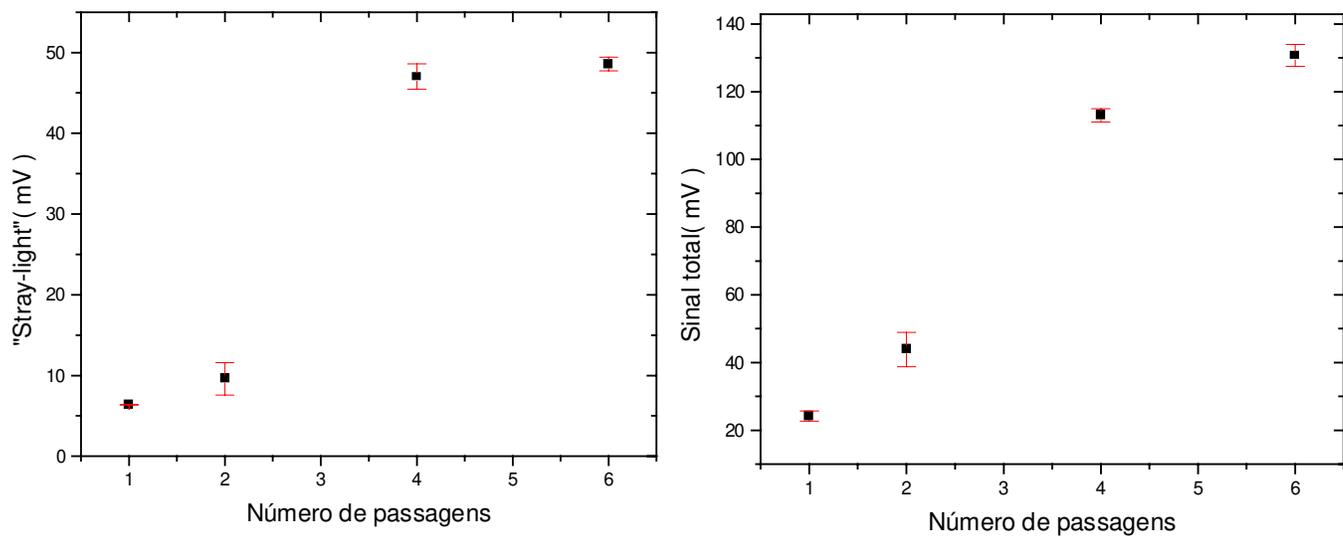


Fig. 5.11: Variação do sinal total e “stray-light” em função do número de passagens para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais

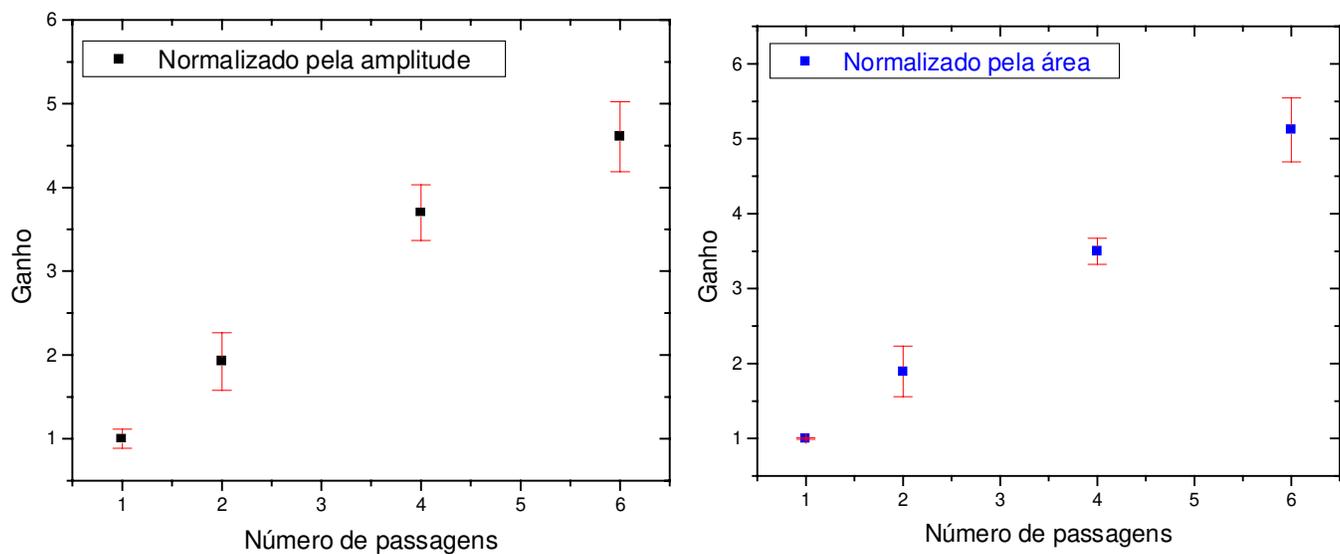


Fig. 5.12: Ganho para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, normalizado pela amplitude e área dos sinais e “stray-lights”

5.4.2 - Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°

Apresentamos, na Fig. 5.13, o espectro do “stray-light” e a verificação da concordância entre λ_{pico} e o λ_{eff} .

As medidas da variação do “stray-light” e do sinal total, bem como o cálculo do sinal espalhado, em função da abertura das fendas do espectrômetro estão na Fig. 5.14.

Da Fig. 5.14, vemos que a abertura que resultou no maior valor do sinal espalhado foi de aproximadamente 2,0 mm, devido à limitação na abertura das fendas do espectrômetro, que é de no máximo 2,0 mm.

Para esta abertura das fendas, medimos os sinais totais e “stray-lights” correspondentes para a primeira, segunda, terceira, quarta e sexta passagens do feixe, uma vez que não foi possível barrar a quinta passagem, veja a Fig. 5.15, obtendo-se um ganho entre a sexta e a primeira passagem de 2.96 ± 0.11 , na normalização pela amplitude, e de 3.28 ± 0.14 , na normalização pela área.

Os gráficos para o ganho podem ser vistos na Fig. 5.16.

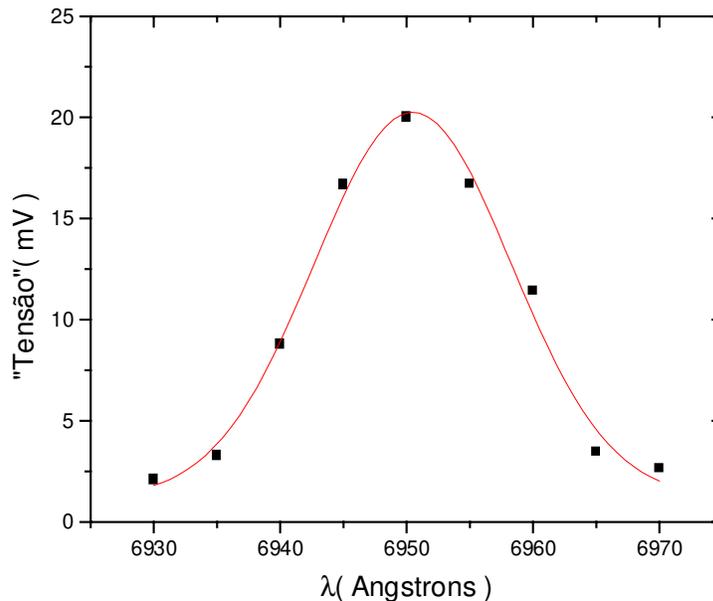


Fig. 5.13: Variação do “stray-light” em função do comprimento de onda para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°. $\lambda_{\text{pico}} = (6950,48 \pm 0,32) \text{ \AA}$

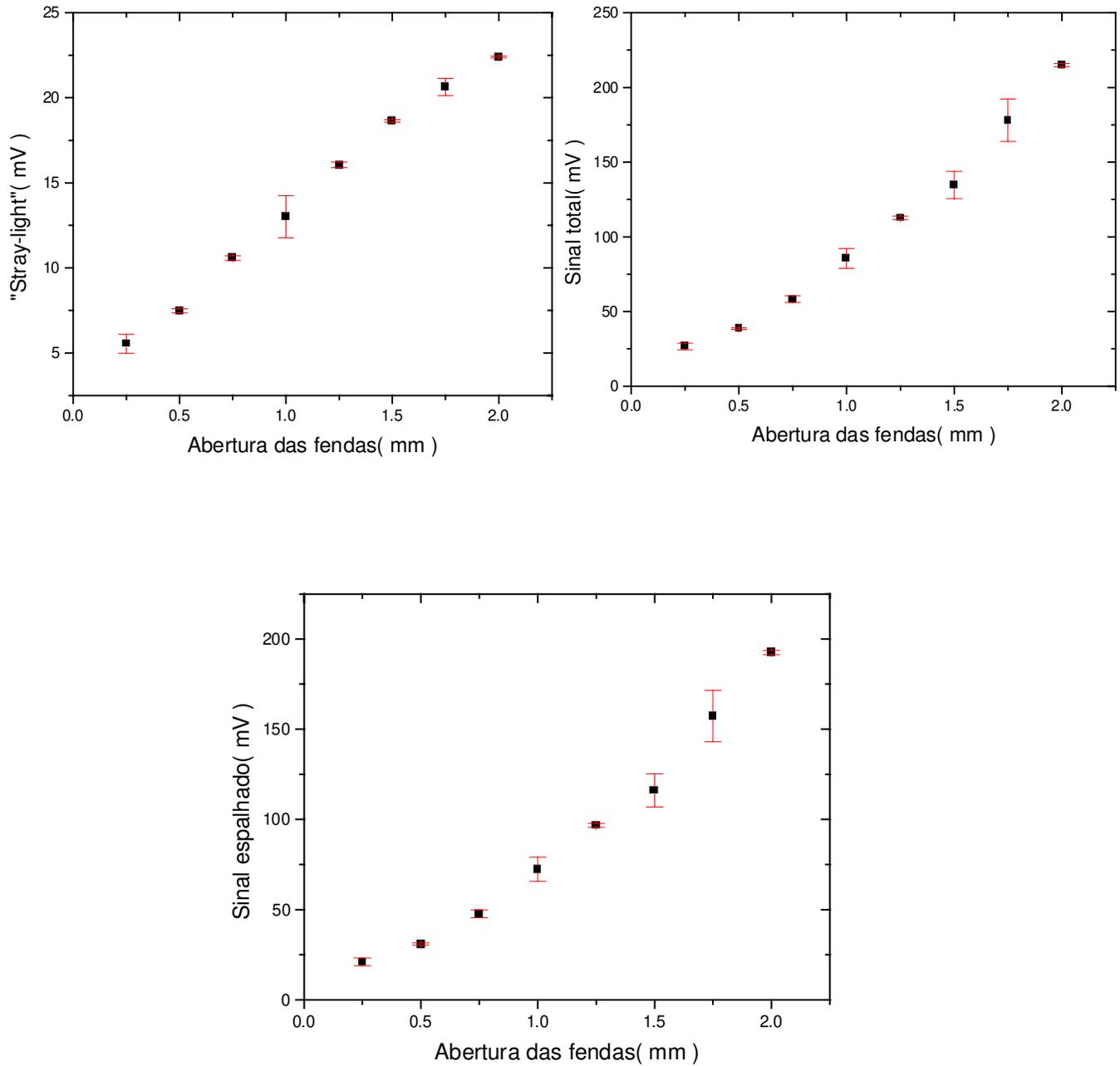


Fig. 5.14: Variação do sinal total, "stray-light" e sinal espalhado em função da abertura das fendas do espectrômetro para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°

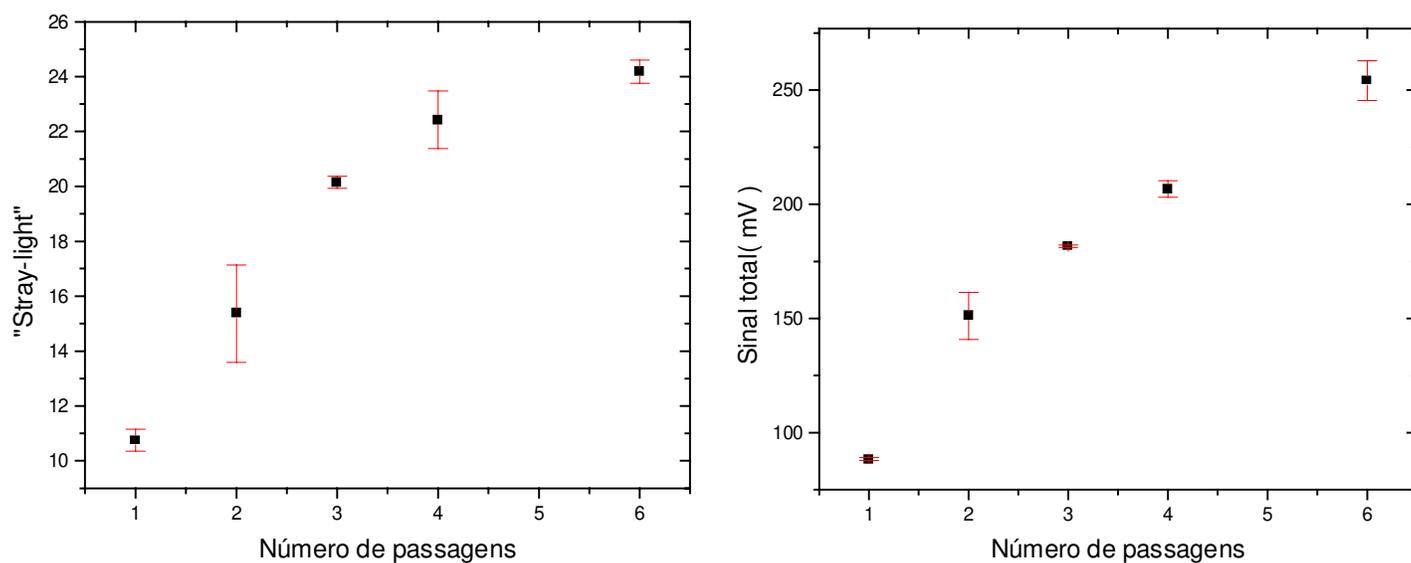


Fig. 5.15: Variação do sinal total e "stray-light" em função do número de passagens para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°

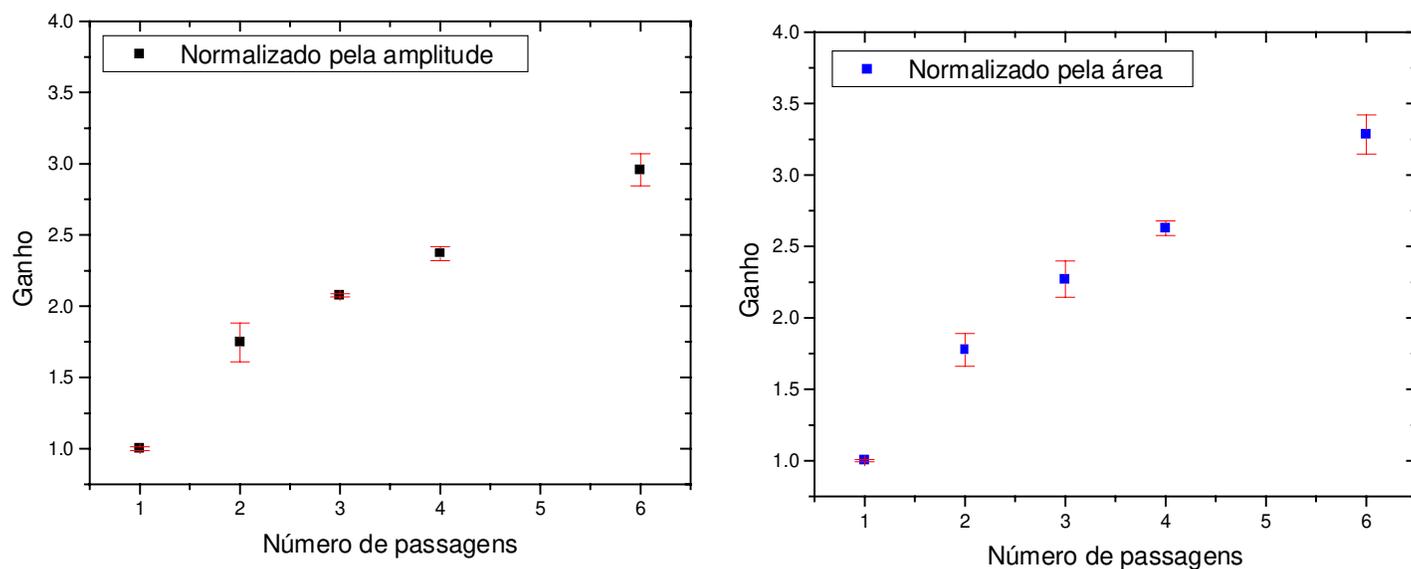


Fig. 5.16: Ganho para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° , normalizado pela amplitude e área dos sinais e "stray-lights"

5.4.3 - Comparação Entre os Sistemas

Da Fig. 5.10, para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, vemos que a abertura que resultou no maior valor do sinal espalhado, dentro das margens de erro, foi de aproximadamente 1,5 mm, e da Fig. 5.14, vemos que a abertura que resultou no maior valor do sinal espalhado para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° foi de aproximadamente 2,0 mm, devido à limitação na abertura das fendas do espectrômetro, que é de no máximo 2,0 mm. Para estas aberturas, em cada sistema, medimos os valores do "stray-light" e do sinal total, obtendo-se o sinal espalhado, para as passagens pertinentes a cada sistema. Para o cálculo do ganho total ocorrido devido à utilização do sistema de multipassagem, comparamos os valores obtidos para a primeira e a sexta passagem em cada sistema. Estes resultados estão listados na Tabela 5.1:

	"St. light" 1 pass. (mV)	"St. light" 6 pass. (mV)	"Sin. total" 1 pass. (mV)	"Sin. total" 6 pass. (mV)	"Sin. esp." 1 pass. (mV)	"Sin. esp." 6 pass. (mV)	Ganho
SECC (1,5 mm)	6.37 ± 0.03	48.6 ± 0.8	24.2 ± 1.5	130.8 ± 3.3	17.8 ± 1.5	82.2 ± 3.4	4.62 ± 0.43
SLEP (2,0 mm)	10.8 ± 0.4	24.2 ± 0.4	88.5 ± 0.7	254.2 ± 8.8	77.7 ± 0.8	230.0 ± 8.8	2.96 ± 0.12

Tabela 5.1: Ganho do Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais (SECC) e do Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° (SLEP), para condição de melhor abertura nas fendas do espectrômetro.

Da Tabela 5.1, fica claro que o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° apresentou um menor ganho, 2.96 ± 0.11 . Isto foi devido a perdas que ocorrem principalmente nas bordas das lentes deste sistema, apesar de utilizarmos tratamento anti-refletor. Foi verificado que a perda ocorrida na borda em comparação com o centro está próximo de 10%. É possível que esta perda seja devido ao fato de que o "coating" é feito para incidência normal, o que não acontece nas bordas da lente.

Também, vemos da Tabela 5.1 que o ganho em sinal espalhado para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° foi bem maior que aquele apresentado pelo Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais. Esta diferença poderia ser um pouco minimizada caso utilizássemos no Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais uma lente de focalização com uma distância focal um pouco menor do que a que foi utilizada. Este aumento ocorre porque a potência espalhada por unidade de área depende da profundidade e da “cintura” focal do feixe, que variam com a distância focal. No entanto, o tamanho dos suportes que seguram os espelhos dificultam a diminuição da distância focal da lente.

No que diz respeito à montagem, o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° é mais difícil de ser montado. No entanto, o alinhamento entre as óticas de entrada e saída para este sistema é bem mais fácil do que aquele para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais. Esta facilidade é devido ao fato de que a concentração dos feixes na região central da câmara para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° é bem mais pontual.

A princípio, era esperado que o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° compensasse os seus problemas através da sua melhor definição espacial, que poderia gerar maiores valores de espalhamento. No entanto, as diferenças em sinal espalhado não foram grandes.

Apesar disso, em algumas condições especiais em que ocorra um saturamento em sinal espalhado apresentado pelo Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, a utilização do Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° pode fornecer maiores valores de sinal espalhado.

Por tudo isso, o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais mostrou-se mais eficiente na realização do Espalhamento Rayleigh.

Anteriormente a esse trabalho, dois outros trabalhos já tinham sido realizados em nosso laboratório utilizando o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais. Luiz Ângelo Berni, [Bern96], conseguiu no Toróide Compacto (TC – 1), utilizando o mesmo Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais um ganho de aproximadamente 5 para um número total de 6 passagens do feixe do laser. E o Dr. Delton de Oliveira Campos, [Camp97], conseguiu no Tokamak NOVA-

UNICAMP, utilizando o mesmo sistema, um ganho de aproximadamente 5,4 para um número total de passagens igual a 18.

Dessa forma, vemos que os resultados do experimento realizado para o Espalhamento Rayleigh estão em concordância com aqueles realizados por Luiz Ângelo Berni, [Bern96], para o Espalhamento Thomson.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas Futuras

O objetivo do trabalho aqui apresentado foi o estudo e posterior comparação de dois tipos de sistemas, entre os três tipos inicialmente propostos, na realização do Espalhamento Rayleigh numa câmara contendo nitrogênio.

Optamos por realizar o Espalhamento Rayleigh com laser de rubi no mestrado, ao invés de realizar o Espalhamento Thomson, que é mais complicado, haja vista que os objetivos principais do trabalho eram a determinação do sistema de multipassagem mais eficiente, que seria utilizado, então, na execução do Espalhamento Thomson no tokamak NOVA-UNICAMP, e também, um aprendizado mais completo a respeito de toda a teoria envolvendo os Espalhamentos Thomson e Rayleigh, bem como um aumento dos conhecimentos experimentais envolvidos na realização do diagnóstico.

Para que o Espalhamento Rayleigh deste trabalho tivesse as mesmas condições normalmente utilizadas no Espalhamento Thomson, foi construída uma câmara com as mesmas dimensões de um setor da janela do tokamak NOVA – UNICAMP, bem como foi utilizado um aparato ótico equivalente, haja vista a posterior utilização do sistema de multipassagem que se mostrasse mais viável, para a realização do Espalhamento Thomson.

Algumas técnicas de medição foram propostas e utilizadas durante o desenvolvimento dos trabalhos, e através delas, pudemos comparar com mais segurança os resultados apresentados por cada um dos sistemas de multipassagem.

O Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° apresentou um menor ganho, 2.96 ± 0.11 , comparado com aquele apresentado pelo Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, que foi de 4.61 ± 0.42 . Isto foi devido principalmente a perdas que ocorrem nas bordas das lentes do Sistema de Lentes

e Espelhos Planos à 90° , apesar de utilizarmos “coating” anti-refletor. Foi verificado que a perda ocorrida na borda em comparação com o centro está próximo de 10%. É possível que esta perda seja devido ao fato de que o “coating” é feito para incidência normal, o que não acontece nas bordas da lente.

No que diz respeito à montagem, o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° é mais difícil de ser montado e permite um número menor de passagens do feixe do laser pela câmara de espalhamento, devido ao maior diâmetro do laser de rubi. No entanto, o alinhamento entre as óticas de entrada e coleção para este sistema é bem mais fácil do que aquele para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais. Esta facilidade é devido ao fato de que a concentração dos feixes na região central da câmara para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° é bem mais pontual, permitindo uma melhor aquisição do sinal espalhado.

Devido ao fato de que o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais permite um maior número de passagens em relação ao Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° , consideramos o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais como o mais eficiente na realização do Espalhamento Rayleigh, apesar de o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° apresentar maiores valores de espalhamento para seis passagens do laser.

Anteriormente a esse trabalho, dois outros trabalhos já tinham sido realizados em nosso laboratório utilizando o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais. Luiz Ângelo Berni, [Bern96-2], conseguiu no Toróide Compacto (TC - 1), utilizando o mesmo Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais um ganho de aproximadamente 5 para um número total de 6 passagens do feixe do laser. E o Dr. Delton de Oliveira Campos, [Camp97], conseguiu no Tokamak NOVA-UNICAMP, utilizando o mesmo sistema, um ganho de aproximadamente 5,4 para um número total de passagens igual a 18, mostrando que neste caso o ganho poderia ser bem melhor.

Dessa forma, vemos que os resultados do experimento realizado para o Espalhamento Rayleigh estão em concordância com aqueles realizados por Luiz Angelo Berni, [Bern96], para o Espalhamento Thomson.

Dessa forma, esperamos continuar os trabalhos, realizando o Espalhamento Thomson no tokamak NOVA - UNICAMP, com o objetivo de estudo e melhoramento das descargas do plasma, através das medidas da densidade e temperatura eletrônicas. O Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais será utilizado, a princípio, na realização do Espalhamento Thomson multipassagem no Tokamak NOVA-UNICAMP, e se for necessário um aumento em sinal espalhado, então utilizaremos o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°.

Lista de Figuras

2.1 - Diagrama representando uma onda incidente polarizada -----	07
2.2 - Geometria de espalhamento para altas temperaturas -----	13
2.3 - Desenho esquemático de Espalhamento Rayleigh de passagem única -----	17
2.4 - Esquema básico de espalhamento -----	18
2.5 - Diagrama da geometria de espalhamento -----	22
3.1 - Sistemas de multipassagem -----	28
3.2 - Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° -----	30
3.3 - Variação do número de passagens em função da distância focal - -----	31
3.4 - Variação do número de passagens em função da distância Delta0 -----	32
3.5 - Variação do número de passagens em função da distância Delta -----	32
3.6 - Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais -----	33
3.7 - Sistema de espelhos côncavos concentrais, mostrando uma configuração ideal: a) Configuração de entrada e saída com um número total de 24 passagens do feixe do laser; b) Projeção dos feixes no plano central para a configuração de entrada, mostrando as doze primeiras passagens; c) Projeção dos feixes no plano central para a configuração de saída, mostrando as doze últimas passagens -----	34
3.8 - Variação do número de passagens em função da distância delta para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais -----	35

3.9 - Projeção dos feixes no plano central para a configuração de entrada, quando é feita a variação da distância focal da lente de focalização -----	36
3.10 - Projeção dos feixes no plano central para a configuração de entrada, quando é feita a variação da distância focal dos espelhos -	37
3.11 - Esquema mostrando o Sistema de Espelhos Côncavos Centrais, para 6 passagens do feixe do laser pela câmara de espalhamento. a) Montagem; b) Simulação -----	39
3.12 - Simulação feita para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° , para 6 passagens do feixe do laser pela câmara de espalhamento -----	39
3.13 - Simulação feita para o Sistema de Espelhos Côncavos Centrais, para 6 passagens do feixe do laser pela câmara de espalhamento -----	40
3.14 - Projeção dos feixes no plano central para o Sistema de Espelhos Côncavos Centrais, para 6 passagens do feixe do laser pela câmara de espalhamento -----	41
4.1 - Montagem feita para a execução do Espalhamento Rayleigh --	42
4.2 - Esquema do monitor do laser: a) Esquema físico; b) Esquema elétrico -----	45
4.3 - “Dump” utilizado na realização do Espalhamento Rayleigh de passagem única -----	48
4.4 - Esquema para coleção de luz espalhada, mostrando o espectrômetro, a ótica de coleção, que é composta da lente de casamento e da lente de coleção, e a câmara de espalhamento -----	49

4.5 - Esquema mostrando os espelhos e grade de difração do espectrômetro GCA/McPHERSON – 2051	51
5.1 - Sinal típico, mostrando: 1- Sinal do foto-diodo; 2- Sinal do Espalhamento Rayleigh	55
5.2 - Sinais obtidos via fotodiodo e fotomultiplicadora: a) Área do fotodiodo; b) Área do sinal	57
5.3 - Variação do “stray-light” em função do comprimento de onda, mostrando o deslocamento em comprimento de onda devido à problemas mecânicos do espectrômetro	59
5.4 - Variação do λ_{pico} entre sinal e “stray-light” devido ao desalinhamento do sistema, para fenda de entrada na posição lateral do espectrômetro	62
5.5 - Curvas de sinais totais e “stray-lights” em função do comprimento de onda, para fenda de entrada na posição lateral do espectrômetro, mostrando concordância entre os comprimentos de onda de pico destes. Aqui, N. P., significa número de passagens	63
5.6 - Variação do sinal total, “stray-light” e sinal espalhado em função da abertura das fendas do espectrômetro para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais	64
5.7 - Curvas de calibração para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais	67
5.8 - Curvas de calibração para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90 graus	68

5.9 - Variação do “stray-light” em função do comprimento de onda para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais. $\lambda_{\text{pico}} = (6951,50 \pm 0,41)$ Å -----	70
5.10 - Variação do sinal total , “stray-light” e sinal espalhado em função da abertura das fendas do espectrômetro para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais -----	71
5.11 - Variação do sinal total e “stray-light” em função do número de passagens para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais -----	72
5.12 - Ganho para o Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais, normalizado pela amplitude e área dos sinais e “stray-lights” -----	72
5.13 - Variação do “stray-light” em função do comprimento de onda para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°. $\lambda_{\text{pico}} = (6950,48 \pm 0,32)$ Å -----	73
5.14 - Variação do sinal total, “stray-light” e sinal espalhado em função da abertura das fendas do espectrômetro para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° -----	74
5.15 - Variação do sinal total e “stray-light” em função do número de passagens para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° -----	75
5.16 - Ganho para o Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90°, normalizado pela amplitude e área dos sinais e “stray-lights” -----	75

Lista de Tabelas

2.1 - Razão entre as seções de choque Thomson e Rayleigh -----	25
4.1 - Características básicas do espectrômetro GCA/McPHERSON - 2051 -----	51
5.1 - Ganho do Sistema de Espelhos Côncavos Concentrais (SECC) e do Sistema de Lentes e Espelhos Planos à 90° (SLEP), para condição de melhor abertura nas fendas do espectrômetro -----	76

Referências

- [Begu76] B. N. Begunov, N. P. Zakaznov; Teoria de Sistemas Ópticos; ed. Mir Moscú; 1976.
- [Bern96-1] L. A. Berni, D. O. Campos, M. Machida, S. A. Moshkalyov, S. V. Lebedev; "Molecular Rayleigh Scattering as Calibration Method for Thomson Scattering Experiments"; Brazilian Journal of Physics, vol. 26, N° 4; December - 1996.
- [Bern96-2] L. A. Berni; Espalhamento Thomson no Toróide Compacto TC - 1; Tese de Doutorado; UNICAMP - 1996.
- [Bitt95] J. A. Bittencourt; "Fundamentals of Plasma Physics"; Segunda edição; Co-Edition FAPESP; 1995
- [Born65] M. Born, W. Wolf; "Principles of Optics"; Pergamon, Oxford - 1965
- [Camp91] D. O. Campos; "Formierung von Plasmakonfigurationen mit negativ eingefangenen Magnetfeld in verschiedenen Gasen"; Tese de Doutorado, Bochum - 1991
- [Camp97] D. O. Campos; Espalhamento Thomson no Tokamak NOVA-UNICAMP e Espalhamento Rasante, uma Nova Proposta; Pós-doutorado, UNICAMP - 1997.
- [Camp98] D. O. Campos, L. A. Berni, M. Machida, S. A. Moshkalyov; "Low-Angle Thomson Scattering Experiment for Determination of Plasma Electron Density and Temperature"; Astrophysics and Space Science 256: 437-441 - 1998.
- [Chen84] F. F. Chen; "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion"; ed. PLENUM PRESS, vol. 1, 1984.
- [Dalt99] A. M. Daltrini; Espectroscopia no Ultravioleta no Vácuo e Visível no Tokamak NOVA - UNICAMP; Tese de Mestrado; UNICAMP - 1999.
- [Elec96] Electron Tubes Ltd; "Photomultipliers and Accessories"; 1996
- [GCA68] GCA / McPHERSON INSTRUMENT; "Instruction Manual"; 1968

- [Glad93]** V. I. Gladushchak, V. K. Gusev, M. Yu. Kantor, Yu. V. Petrov, G. T. Razdobarin, V. V. Semenov, and S. Yu. Tolstyakov; "Development and application of a photoionization method for measurement the hydrogen atoms in a tokamak plasma"; Tech. Phys. Lett. 19(6) – May, 1993
- [Glad95]** V. I. Gladushchak, V. K. Gusev, M. Yu. Kantor, Yu. V. Petrov, G. T. Razdobarin, V. V. Semenov, and S. Yu. Tolstyakov; "Absolute Measurement of Neutral Density Profile in a Tokamak Plasma using the Principle of Laser Induced Ionization"; Nuclear Fusion, Vol. 35, N° 11 – 1995.
- [Grie70]** H. R. Grien, R. H. Lovberg; "Methods of Experimental Physics"; ed. Academic Press, vol. 9, Part A - 1970
- [Jack83]** J. D. Jackson; "Eletrodinâmica Clássica"; ed. Guanabara Dois S. A., cap. 14, 1983
- [Kant95]** Comunicação durante a visita ao laboratório de Plasmas da Unicamp no 1º semestre de 1995 pelo prof. M. Yu. Kantor
- [Kant98]** M. Yu. Kantor, V. N. Budnikov, V. V. D'yachenko, V. B. Ermolaev, L. A. Esipov, V. M. Zavadskii, E. R. Its, D. V. Kuprienko, S. I. Lashkul, and S. A. Fefelov; "Measurements of Temporal Variations of Electron Temperature by Multipulse Thomson Scattering during Lower Hybrid Plasma Heating in the FT-2 Tokamak"; Plasma Physics Reports, Vol. 24, N° 3 – August, 1998.
- [Kant99]** M. Yu. Kantor, D. V. Kouprienko; "High Repetition Rate Probing Laser for Thomson Scattering Diagnostics"; Review of Scientific Instruments, Part II, Vol 70, N° 1 – January, 1999.
- [Kunz68]** H. J. Kunze; "Plasma Diagnostics"; ed. W. Lochte-Holtgreven, North Holland, Amsterdam, pag. 550, 1968.
- [Shef75]** J. Shiffeld; "Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation"; Academic Press, New York, 1975.