

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-6531-PRP/210

**PROJETO DE UM SISTEMA DE ESPALHAMENTO THOMSON
PARA O TOKAMAK ETE**

**Primeiro Relatório de Atividades
Período: abril/97 a setembro/97**

Luiz Angelo Berni

**Relatório Técnico e Científico apresentado à FAPESP, referente à bolsa de Pós
Doutoramento no país**

INPE
São José dos Campos
1997

Ministério da Ciência e Tecnologia
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

Primeiro Relatório de Atividades

período : Abril/97 a Setembro/97

Bolsa de Pós Doutorado no País - FAPESP

**Projeto de um Sistema de Espalhamento Thomson para o Tokamak
ETE**

Processo 96/8819-1

Luiz Angelo Berni

INPE / LAP
São José dos Campos
1997

Resumo

Este relatório contém os pontos principais das atividades desenvolvidas no período de Abril/97 até Setembro/97 referente ao processo 96/8819-1, realizadas junto ao grupo de plasma do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais.

No capítulo 1 é apresentada uma breve revisão da teoria de espalhamento Thomson com estimativas de sinais para o tokamak ETE e simulações para um sistema multipassagem de injeção (ver programa : apêndice C). O capítulo 2 contém descrições básicas da máquina e o estágio atual de construção, onde a minha atuação se restringiu na participação da construção das bobinas poloidais.

A parte principal deste trabalho, projeto do sistema de Espalhamento Thomson, está descrito no capítulo 3. Neste capítulo são apresentados todos os detalhes das peças necessárias do sistema de injeção e bloqueio da luz do laser, para serem acopladas ao ETE. Atenção especial foi dada a esta parte do projeto, na tentativa de minimizar o stray light. No apêndice A é fornecido a especificação e estimativa de preço dos componentes óticos e equipamentos desta fase. Para coletar a luz espalhada foi construído e se encontra em fase de testes um sistema de varredura para a observação ponto a ponto do plasma. O programa desenvolvido está listado no apêndice B.

Um sistema de limpeza por descarga glow está sendo especificado para o tokamak ETE. No capítulo 4 é apresentado o sistema de fonte que foi construído e alguns testes realizados. Os resultados obtidos foram apresentados no XVIII CBRAVIC realizado em Petrópolis (22 a 24 / 07 / 97) .

Sumário

1	-	Teoria de Espalhamento Thomson.....	01
		1.1 - Curvas Teóricas de Espalhamento.....	04
		1.2 - Sinais Esperados para o ETE.....	08
		1.3 - Sistema Multipassagem de Injeção.....	09
2	-	Tokamak Esférico ETE.....	12
		2.1 - Estágio Atual de Construção.....	16
3	-	Sistema de Espalhamento Thomson.....	18
		3.1 - Sistema de Injeção da luz do Laser.....	18
		3.2 - Sistema de Bloqueio da Luz do Laser.....	19
		3.3 - Sistema de Coleção da Luz Espalhada.....	38
		3.3.1 - Sistema de Varredura.....	38
4	-	Sistema de Limpeza por Descarga Glow.....	41
		4.1 - Experimento.....	41
		4.2 - Resultados.....	42
		4.3 - Sistema de Descarga Glow para o ETE.....	42
5	-	Conclusões.....	49
A	-	Apêndice : Especificação da Ótica de Injeção.....	50
B	-	Apêndice : Programa para Controle do Sistema de Varredura.....	54
C	-	Apêndice : Programa de Simulação do Sistema Multipassagem.....	58
		Referências.....	60

1 - Teoria de Espalhamento Thomson

Em linhas gerais o diagnóstico de Espalhamento Thomson (ET) consiste em se injetar no plasma uma onda eletromagnética conhecida que interaja com as partículas que compõem o plasma [Shef75, Evan69], como exemplificado na figura 1.1 .

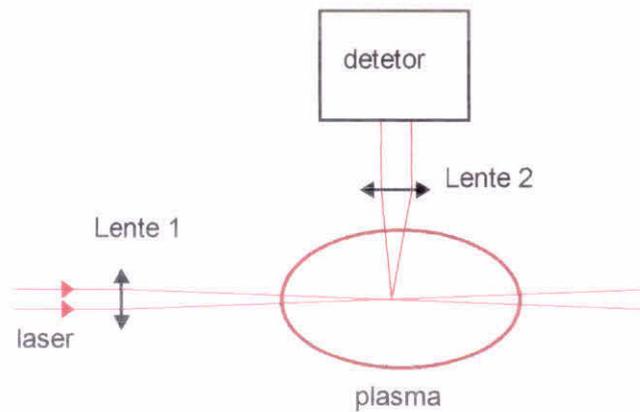


Figura 1.1 : Diagrama esquemático de um experimento de ET.

Uma vez aceleradas pelo campo da onda incidente, essas partículas irradiam como mostrado na figura 1.2 .

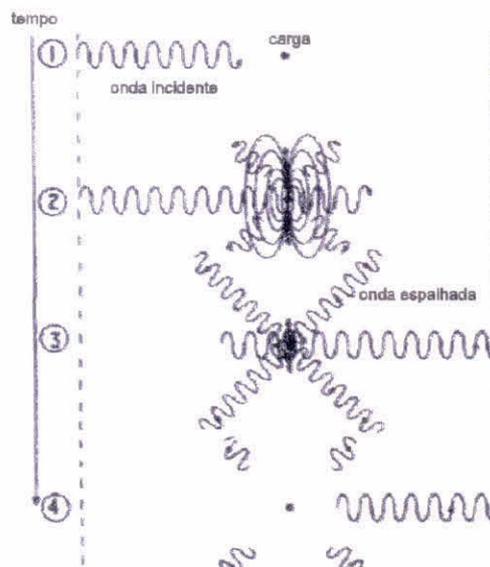


Figura 1.2 : Processo de espalhamento por um elétron [Shef75].

Através de um detetor (figura 1.1) podemos fazer medidas do espectro espalhado pelo plasma, do qual se pode obter informações sobre a densidade e temperatura do plasma. O espectro da radiação espalhada depende da densidade eletrônica, da temperatura dos eletrons e dos ions e do campo magnético. A intensidade da radiação espalhada provê informações a respeito da distribuição espacial dos eletrons. E o deslocamento no comprimento de onda espalhada em relação a onda incidente fornece informações a respeito do movimento dos eletrons que compõem o meio.

A potência espalhada para uma onda incidente polarizada e para plasmas homogeneos pode ser expressa por [Shef75] :

$$P_s(R, \omega_s) d\Omega d\omega_s = \frac{P_i \cdot r_o^2 \cdot L}{2 \cdot \pi} \cdot d\Omega \cdot d\omega_s \cdot |\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{e}_i)|^2 \cdot n_o \cdot S(\vec{k}, \omega) \quad (1)$$

Onde P_i é a potência incidente no plasma, r_o é o raio clássico do elétron, L é o comprimento do volume espalhador, n_o é a densidade eletrônica, Ω é o ângulo sólido de observação. Os vetores unitários na direção de incidência e observação são \hat{s} e \hat{e}_i , respectivamente. $S(\vec{k}, \omega)$ é a função de densidade espectral que fornece o deslocamento em frequência devido à velocidade dos eletrons assim como o efeito de correlação entre eles. Para melhor entendimento, na figura 1.3 está esquematizada a geometria de espalhamento

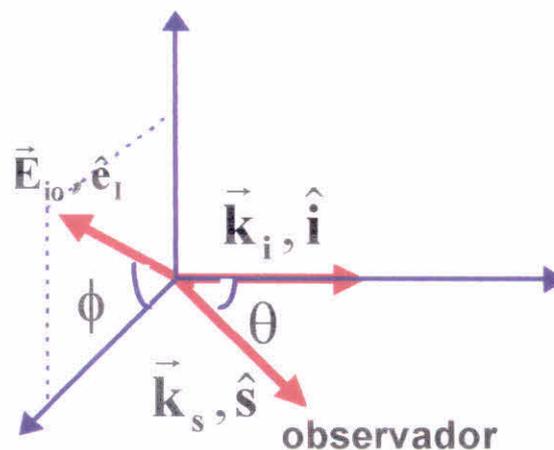


Figura 1.3 : Geometria de espalhamento.

Para plasmas estáveis, não colisional e não magnético, a função de densidade espectral se reduz a :

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

onde $f_{\omega} = \frac{e^{-(x_e)^2}}{\sqrt{\pi} \cdot a}$, $f_{i\omega} = \frac{e^{-(x_i)^2}}{\sqrt{\pi} \cdot b}$

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

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

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

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

$$\alpha = \frac{1}{k \cdot \lambda_D} \approx \frac{\lambda_i}{4 \cdot \pi \cdot \lambda_D \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} ,$$

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot K \cdot T}{e^2 \cdot n}} .$$

Sendo que o parâmetro α estabelece o tipo de espalhamento. Para $\alpha \ll 1$ os termos G_e e G_i podem ser desprezados e temos um espalhamento incoerente, ou seja, o espectro espalhado reflete o comportamento térmico dos eletrons. E para $\alpha \geq 1$ os efeitos de correlação tornam-se bastantes importantes e temos um espalhamento coerente.

Para comparação com os resultados experimentais, é mais conveniente trabalharmos em termos de comprimento de onda [Bern96]. A expressão 3 é a representação em termos de comprimento de onda da equação 2 , onde também foi considerado os efeitos de altas temperaturas que desloca o perfil espalhado como um todo para a região azul do espectro.

$$\frac{d^2P(R, \lambda_s)}{d\lambda_s d\Omega} = \frac{P_i \cdot r_o^2 \cdot c \cdot n_e \cdot l}{2 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \lambda_i \cdot \text{sen}(\theta/2)} \cdot \left(1 - \frac{7 \cdot (\lambda_s - \lambda_i)}{2 \cdot \lambda_i} \right) \cdot \quad (3)$$

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

O primeiro termo entre as chaves da equação acima (equação 3) corresponde a correlação de cada elétron com os demais eletrons, 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 ions.

Da análise desta equação verificamos que a densidade (n_e) influencia principalmente a intensidade do espectro espalhado, enquanto que a temperatura contribui na intensidade e na largura do espectro através dos termos **a** e **b** . A variação do ângulo de observação (θ) também modifica a intensidade e a largura do perfil espalhado.

1.1 - Curvas Teóricas de Espalhamento

Nesta seção utilizaremos a expressão obtida anteriormente (3) para observarmos o comportamento do perfil de espalhamento em relação aos parâmetros T_e , T_i , θ e n_e ; para uma potência incidente (P_i) fixa gerada por um laser de rubi ($\lambda_i = 6943 \text{ \AA}$).

Na fig. 1.4 foram mantidos todos os parâmetros fixos (T_e , T_i e θ) e variada a densidade (n_e) . Como era esperado, a intensidade do espalhamento é diretamente proporcional à densidade e como a temperatura foi mantida fixa, as três curvas apresentam a mesma largura.

Agora, se variarmos apenas a temperatura eletrônica (T_e), mantendo fixos a densidade, o ângulo de observação e a temperatura iônica , obtemos o resultado apresentado na fig. 1.5. Quanto maior a temperatura, mais largo o espectro e menos intenso, pois o perfil espalhado varia inversamente com a raiz quadrada da temperatura.

Da análise das figuras 1.4 e 1.5, verificamos que para plasmas de alta temperatura e baixa densidade, ou seja, plasmas gerados em máquinas do tipo tokamak a intensidade do sinal é relativamente menor, o que dificulta a implantação do diagnóstico de Espalhamento Thomson.

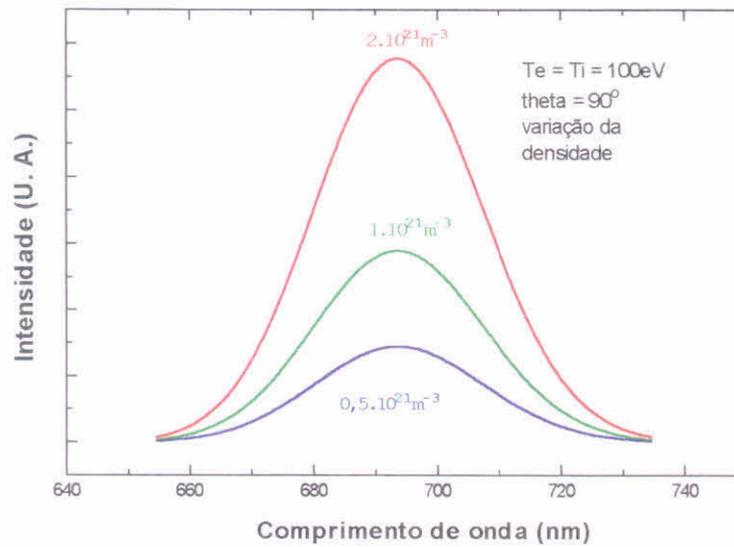


Fig. 1.4 : Variação do perfil de espalhamento em relação a densidade (n_e).

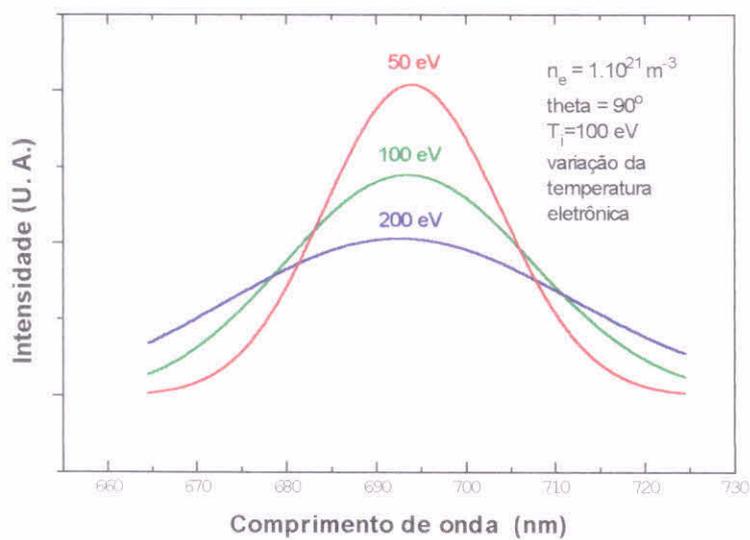


Fig. 1.5 : Alargamento do perfil espalhado com o aumento da temperatura (T_e).

Devido às limitações geométricas, normalmente não temos muita liberdade de escolha do ângulo de observação (θ). Porém, o ângulo θ influencia tanto na intensidade quanto na largura do espectro como podemos observar na fig. 1.6. Neste gráfico a densidade e a temperatura (eletrônica e iônica) foram mantidas fixas . Observamos que quanto menor o ângulo de observação mais intensa e estreita é a curva com o surgimento da componente iônica ($\alpha > 0,1$).

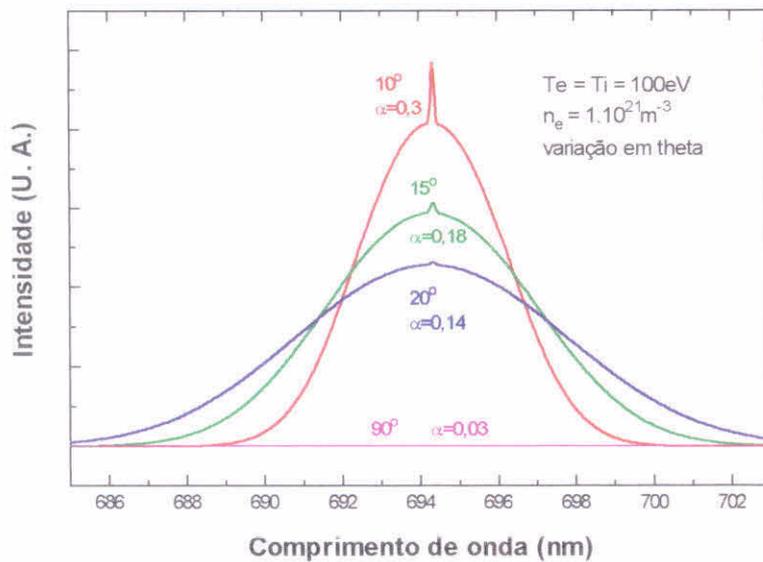


Fig. 1.6 : Influência da componente iônica no perfil espalhado.

Notamos também que mantendo o ângulo θ , por exemplo em 20° , e variando apenas a temperatura iônica (T_i), que a componente iônica apresenta um comportamento semelhante a componente eletrônica em relação a temperatura (fig. 1.7). Como esta componente não influencia no perfil eletrônico, ela pode ser ignorada na determinação da temperatura eletrônica.

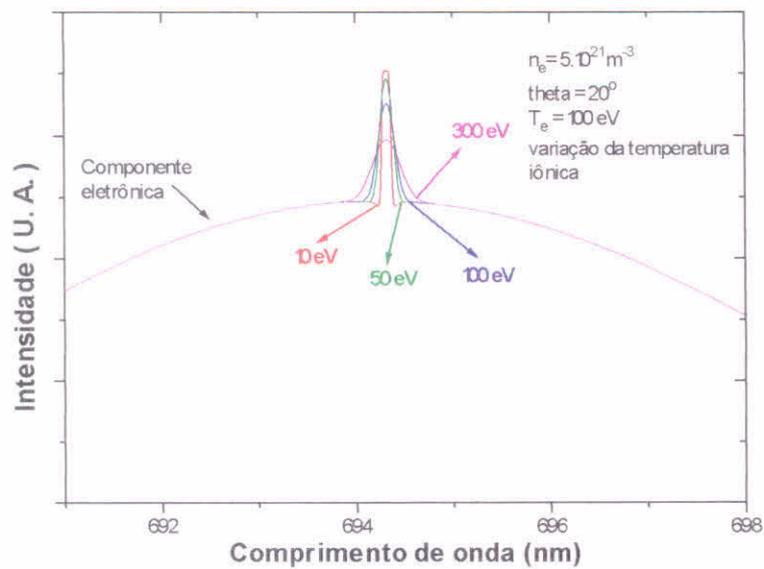


Fig. 1.7 : Comportamento da componente iônica para diferentes temperaturas (T_i).

Uma outra observação é o efeito da alta temperatura no deslocamento espectral. Como vimos na seção anterior o perfil espalhado apresenta um deslocamento como um todo para a região azul do espectro para plasmas de alta temperatura ($30 \text{ eV} < T < 10 \text{ keV}$). Este deslocamento pode ser observado na fig. 1.8, onde plotamos a equação (3) para um mesmo plasma com diferentes temperaturas eletrônicas.

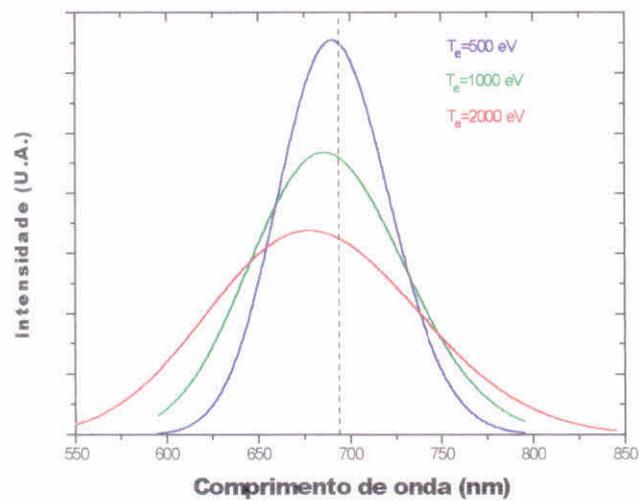


Fig. 1.8 : Deslocamento do perfil devido aos efeitos de alta temperatura.

1.2 - Sinais Esperados para o ETE

A utilização da expressão anterior (equação 3) permite nos verificar o comportamento do espectro para o tokamak ETE. Para o ETE estima-se uma densidade de $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ e uma temperatura eletrônica entre 50 eV e 300 eV. O plasma deve ser explorado por um laser de rubi ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) de 10 J de energia e com duração de pulso de 20 ns. Na figura 1.9 é mostrado o comportamento do espectro para esta faixa de temperatura para um ângulo de observação $\theta = 90^\circ$. Observamos que para estas condições a largura espectral fica entre 230Å e 500Å .

Para um plasma com temperatura de 200 eV e uma ótica de coleção com F/6,3 , é esperado para a região central do espectro ($\lambda = 6943 \text{ \AA} \pm 12 \text{ \AA}$) $1,6 \times 10^5$ fotons espalhados para um volume de 2 cm. Considerando uma transmissão da ótica de 26% e uma eficiência quântica do detector de 6%, é previsto 1400 fotons detectados .

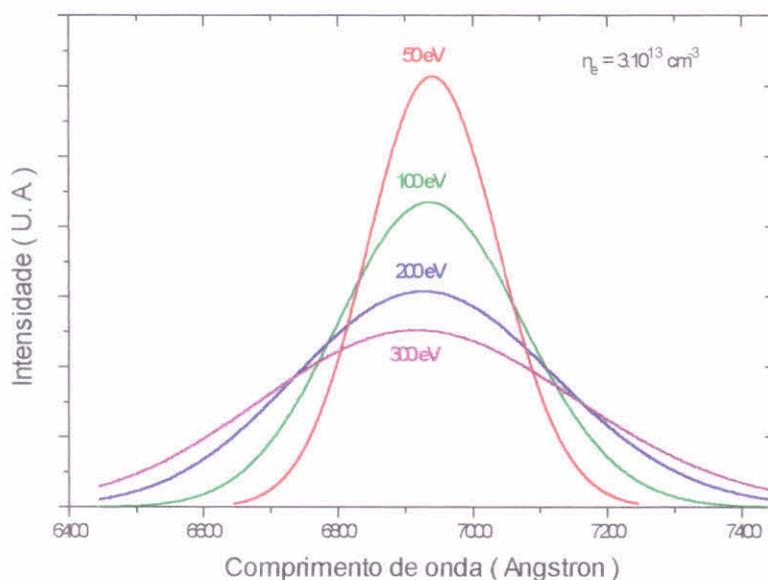


Figura 1.9 : Variação do perfil espectral em relação a temperatura eletrônica.

A potência total espalhada sobre todas as frequências é representada por :

$$\frac{P_s}{P_i} = r_0^2 \cdot n_e \cdot L \cdot d\Omega = 7,95 \times 10^{-30} \cdot n_e \cdot L \cdot d\Omega \quad (4)$$

Utilizando os dados do gráfico anterior, encontramos para esta relação o valor de $P_s/P_i = 10^{-12}$. Esta é a principal razão que torna este diagnóstico difícil de ser instalado, requerendo atenção especial na ótica de injeção e saída para diminuir a quantidade de luz espúria (do inglês : “stray light “) do sistema.

Para que o espalhamento pelo plasma seja utilizado como um bom diagnóstico, o laser não pode perturbá-lo. A equação 5 fornece o erro relativo do aquecimento do plasma pelo laser.

$$\frac{\Delta T}{T} = 5,32 \cdot 10^{-7} \times \left(\frac{n \times Z}{T^{\frac{3}{2}}} \right) \times \lambda_i^3 \times \left[1 - e^{-\frac{h\nu}{T}} \right] \times I_0 \times \Delta\tau \quad (5)$$

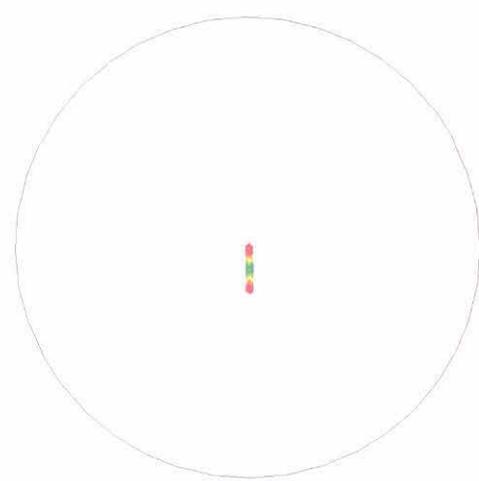
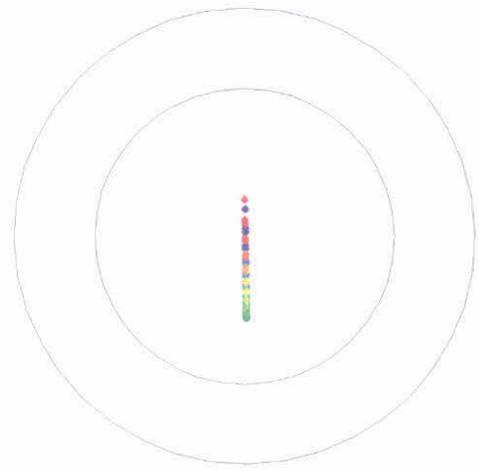
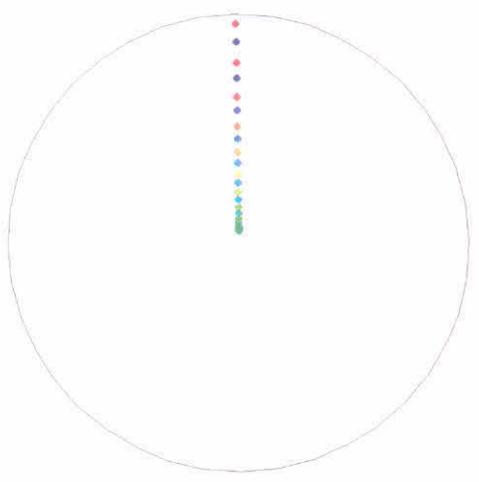
onde n é a densidade eletrônica em cm^{-3} , Z é o número de carga do íon, T é a temperatura eletrônica em eV , λ_i é o comprimento de onda do laser em cm , $h\nu$ é a energia de um fóton incidente em eV , I_0 é a intensidade do laser em W/cm^2 e $\Delta\tau$ é a duração do pulso do laser em segundos.

Para um plasma de hidrogênio ($z=1$) com $T_e = 200 \text{ eV}$ e com um laser de rubi focalizado em uma área de 3 mm de diâmetro, encontramos $\Delta T/T = 2 \cdot 10^{-7}$, o que representa um aquecimento desprezível.

1.3 - Sistema Multipassagem de Injeção

Inicialmente para realizar o ET no tokamak esférico ETE está sendo proposto um sistema padrão deste diagnóstico. Sendo que a relação entre a potência espalhada e incidente (P_s / P_i) para tokamaks fica em torno de 10^{-13} , isto dificulta enormemente a implantação deste diagnóstico e restringe a análise do plasma em regiões de maiores densidades. Uma das maneiras de melhorar a relação P_s / P_i , é forçar a luz do laser a passar várias vezes pelo mesmo volume espalhador em vez de uma única passagem como no caso simples. Este método, também conhecido como sistema multipassagem de ET apresenta várias possibilidades geométricas [Bern96]. O método proposto para ser aplicado futuramente no tokamak ETE basea-se no sistema de espelhos esféricos concêntricos que foi estudado e testado no Theta-Pinch TC-1 do Laboratório de Plasmas do IFGW / UNICAMP [Bern96] e

que atualmente está sendo implantado no tokamak NOVA-UNICAMP. Uma simulação deste método pode ser acompanhada na figura 1.10 . Na parte superior da figura temos o sistema geral utilizado na simulação. Os espelhos E_1 e E_2 são esféricos com raios de curvaturas de 1,3 m e diâmetros de 10 cm. O acesso a parte interna do tokamak está representado pelas aberturas J_1 a J_4 . A posição do laser é indicada por L e a região de focalização por T. As figuras inferiores representam cortes transversais nas posições E_1 , J_2 , e T. Nesta simulação conseguimos um número máximo de 44 passagens do laser pela região central do plasma. Devemos lembrar que este sistema está em fase inicial de estudos e que algumas mudanças ainda devem ser feitas no programa que esta sendo desenvolvido (ver apêndice C).



2 - Tokamak Esférico ETE

O tokamak ETE (Experimento Tokamak Esférico) é uma máquina de baixa razão de aspecto ($R/a = 1,5$) [Lud93] que se encontra em fase de construção no Laboratório Associado de Plasma (LAP) do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) (ver figura 2.1). Na figura 2.2 estão listados os parâmetros básicos para a fase inicial de operação do ETE. Na figura 2.3 temos uma visão em corte da máquina, onde podemos observar as dimensões principais, parte da estrutura de sustentação, a câmara de vácuo e as bobinas (toroidal e poloidal). A câmara de vácuo será construída em Inconel 625 que, limita a circulação de correntes elétricas parasitas ao redor da câmara, devido a sua alta resistividade. Para diagnosticar o plasma estarão disponíveis 58 janelas de acesso, no padrão CONFLAT (12xCF14, 4xCF250, 42xCF40). A bobina toroidal (figura 2.4) consiste de 12 espiras no formato D, construídas em cobre eletrolítico, refrigeradas através de uma serpentina soldada ao longo das barras de cobre das espiras. As bobinas de campo poloidal que são mostradas na figura 2.5 estão sendo construídas no próprio laboratório utilizando um condutor de cobre com secção quadrada (9x9 mm) e com furo central para refrigeração. O sistema de controle dos bancos de capacitores, sistema de injeção de gás e bombas de vácuo serão controlados por um sistema CAMAC, enquanto que para a aquisição de dados será utilizado um sistema VME.

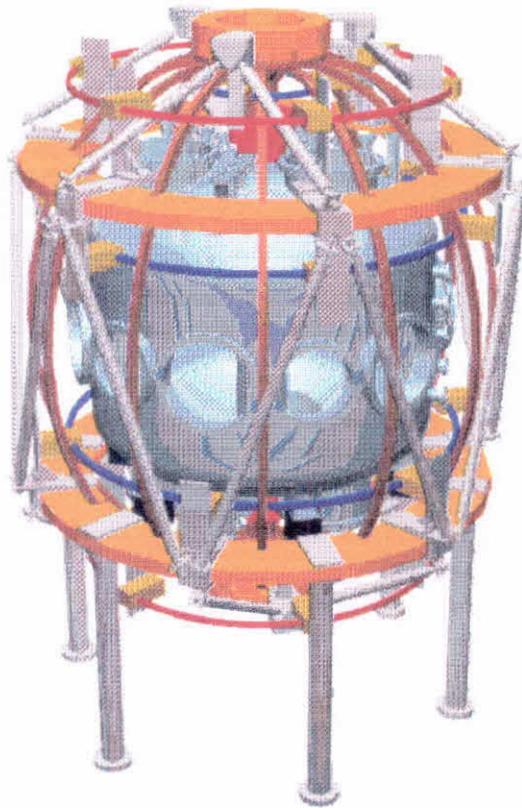


Figura 2.1 : Tokamak Esférico ETE

Raio maior $R_o(a)$	0,30 m
Razão de aspecto $A = R_o(a)/a$	1,5
Elongação $\kappa(a)$	1,6 - 1,8
Triangularidade $\delta(a)$	0,3
Campo magnético toroidal B_o	0,4 T
Corrente de plasma toroidal $I_T(a)$	0,22 MA

Figura 2.2 : Parâmetros básicos do ETE .

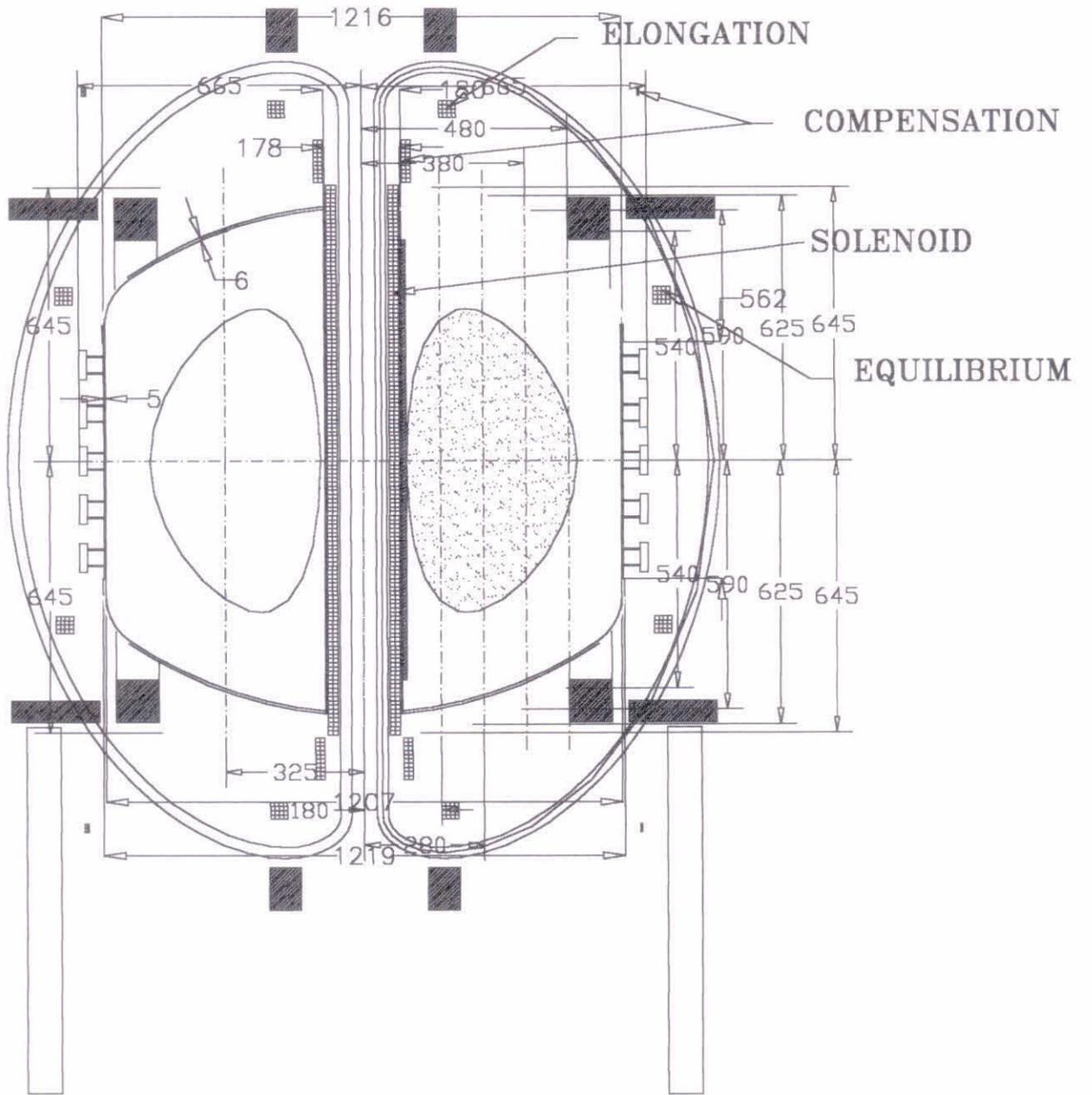


Figura 2.3 : Corte transversal do tokamak ETE

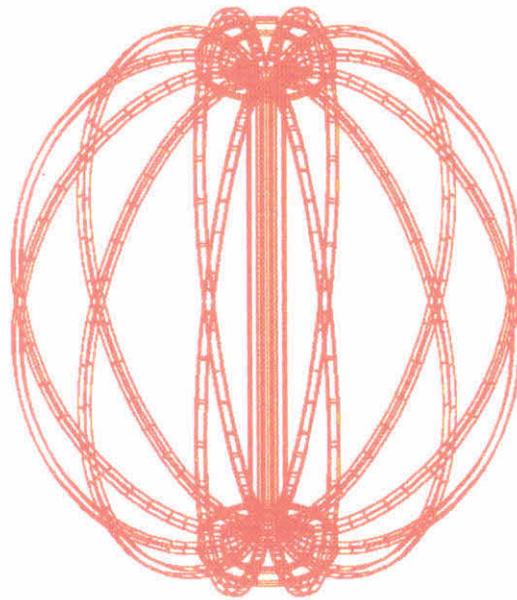


Figura 2.4 : Bobina Toroidal

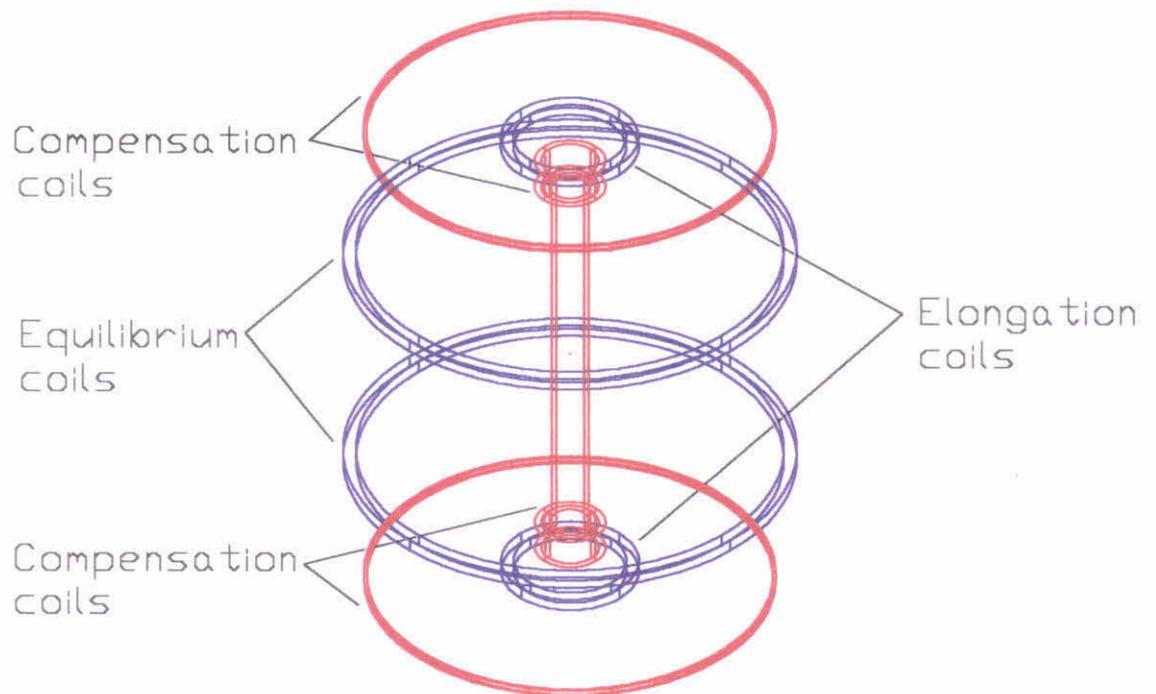


Figura 2.5 : Bobinas Poloidais

2.1 - Estágio Atual de Construção

O tokamak ETE se encontra em plena fase de construção. Na figura 2.6 temos uma fotografia da estrutura de sustentação da máquina que foi concluída no 1º semestre de 1997. A câmara de vácuo está sendo preparada e deve ficar pronta até o final de outubro deste ano. As bobinas poloidais estão sendo construídas no próprio laboratório. Na figura 2.7 temos uma bobina de compensação pronta para ser encapsulada com resina epoxi. A bobina toroidal deverá estar pronta até o final deste ano. Paralelamente a construção da máquina estão se desenvolvendo os sistemas de carga dos bancos de capacitores, sistema de controle, e aquisição de dados. Segundo as previsões, a máquina deverá estar pronta em fevereiro / março de 1998 e deverá entrar em operação no segundo semestre de 1998.

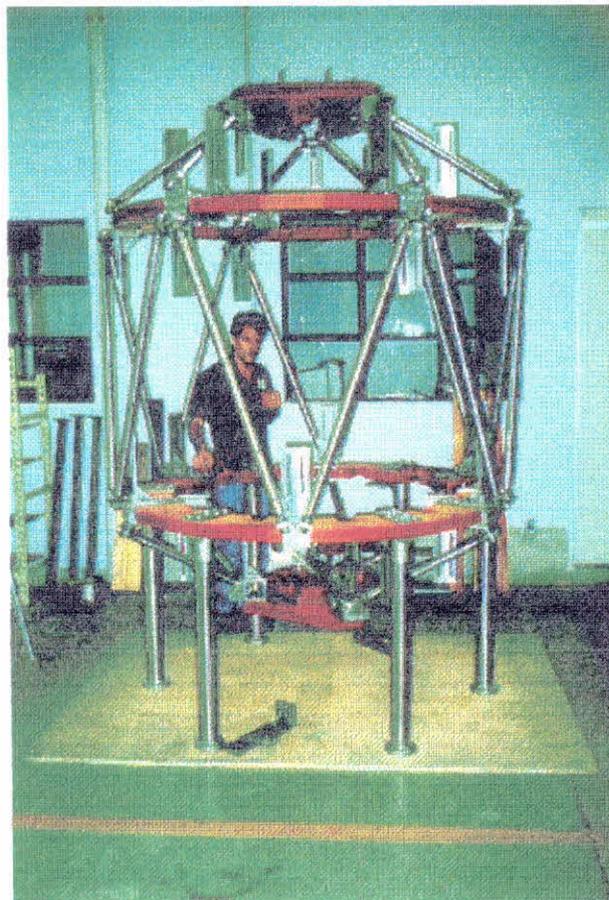


Figura 2.6 : Estrutura de sustentação do ETE sendo verificada



Figura 2.7 : Bobina de compensação pronta para encapsulamento

3 - Sistema de Espalhamento Thomson

Para a medida do perfil de densidade e temperatura do plasma no ETE um sistema de ET está sendo especificado. Na figura 3.1 temos um diagrama em blocos de um sistema padrão para espalhamento Thomson. Sendo que a maior dificuldade deste diagnóstico é a presença de luz espúria, o projeto do sistema de injeção e bloqueio da luz do laser merece atenção especial. Na figura 3.2 é fornecido uma visão geral do sistema de ET proposto. O feixe do laser deverá ser injetado fazendo um ângulo de 75° com a face de uma flange CF250, passando a 5 cm da coluna central do ETE (figura 3.3). A seguir será descrito em detalhes as partes principais do sistema.

3.1 - Sistema de Injeção da Luz do Laser

A luz do laser será focalizada no centro do plasma, depois de ser desviada por um espelho, através de uma lente de distância focal de 3 m. Em todos estes componentes óticos deverão ser utilizados filmes anti-refletores para alta potência para maximizar a transmissão diminuindo o stray light. A especificação dos equipamentos e componentes para esta fase pode ser encontrada no apêndice A .

O tubo de vôo foi projetado de forma a colimar o feixe do laser e principalmente amortecer e bloquear a luz espúria procedente da divergência do feixe e das reflexões na janela de entrada. Este tubo (figura 3.2.A) deverá ser em aço-inox com 1,3 m de comprimento e 6,7 cm de diâmetro. Internamente deverá ser usinado para que peças especiais em alumínio anodizado (preto fosco) possam ser inseridas com facilidade e para manter a integridade do alinhamento. Duas ou três iris em alumínio anodizado ou vidro escuro (do inglês : “blue glass “) deverão ser colocadas ao longo do tubo, sendo que as suas posições e aberturas dependem do diâmetro e da divergência do laser. A janela de entrada apresenta uma inclinação de 4° para evitar que a reflexão do laser volte para o bastão de rubi , danificando o laser.

Para conectar o tubo de vôo ao ETE será utilizado uma flange de conexão (figura 3.2.C) e um bellow (figura 3.2.B) para permitir uma pequena flexibilidade e isolar o sistema de vibrações mecânicas durante o disparo da máquina.

3.2 - Sistema de Bloqueio da Luz do Laser

Para bloquear a luz do laser (do inglês : “dump “) serão utilizadas duas placas de vidro escuro (blue glass) dentro de um tubo de aço-inox de 98,4 mm de diâmetro (figura 3.2.F). Na parte superior do “dump” será adaptado um dispositivo com bellow de forma a permitir que a placa de vidro em ângulo de Brewster possa ser rodada durante o alinhamento do laser. A abertura da iris na entrada do “dump”, da mesma forma que no tubo de vôo, depende da divergência e do diâmetro do feixe do laser.

Toda a parte interna do tubo de vôo e do “dump” que ficarem expostas deverão ser pintadas com tinta preta especial para alto vácuo.

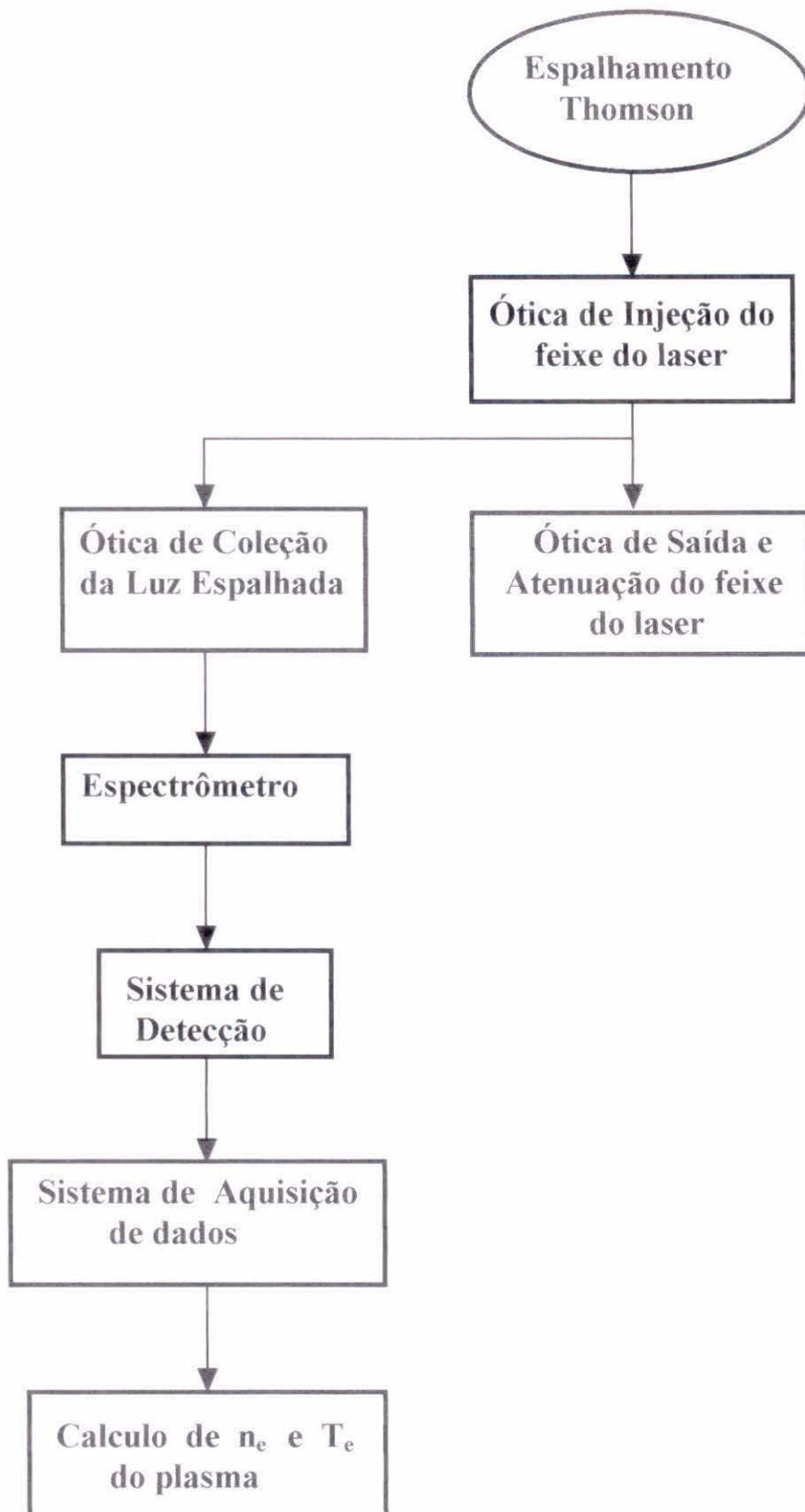


Figura 3.1 : Diagrama em Blocos do Diagnóstico de Espalhamento Thomson

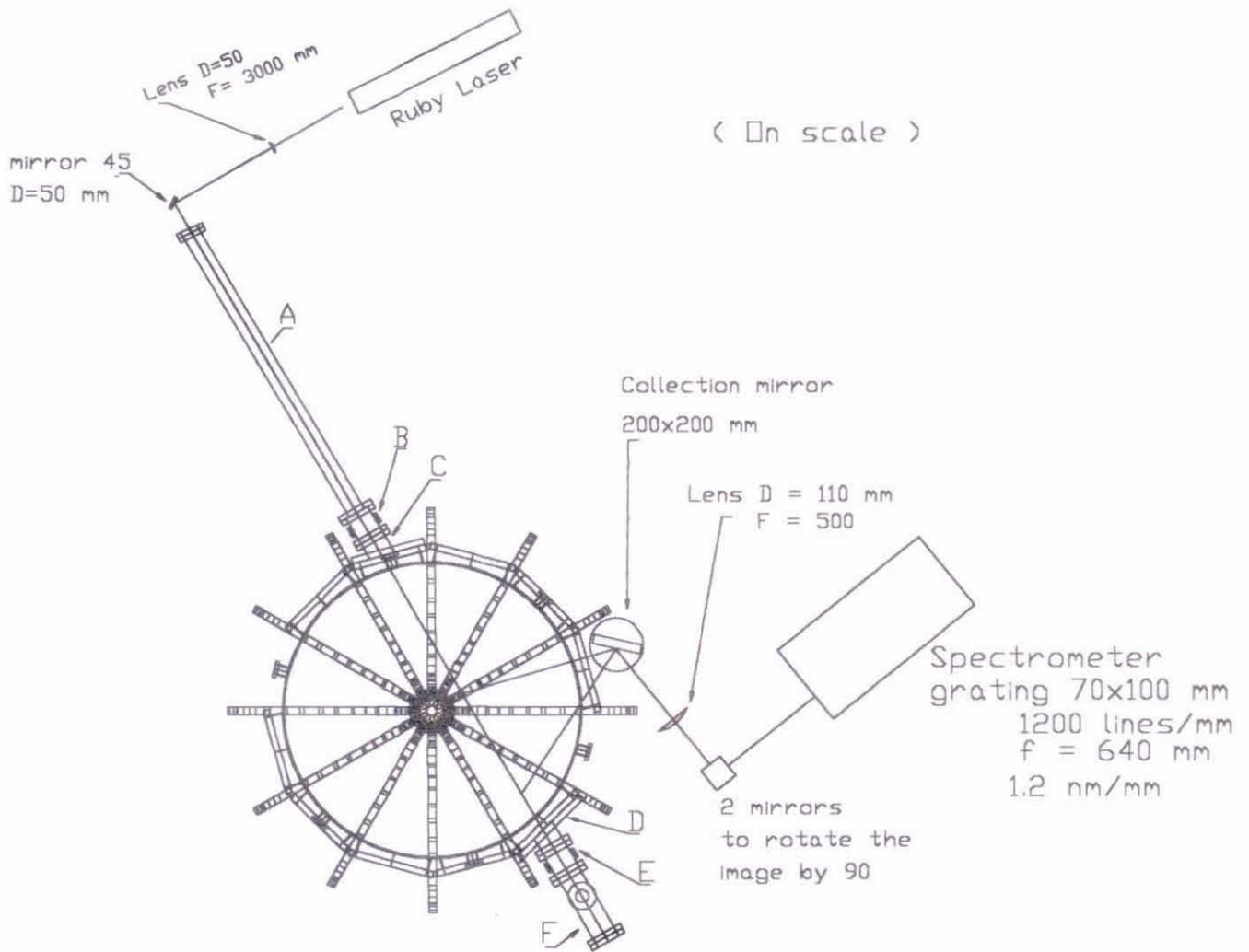


Figure 3.2 : Top view of the first version Thomson scattering diagnostic of the ETE (Mirror system)

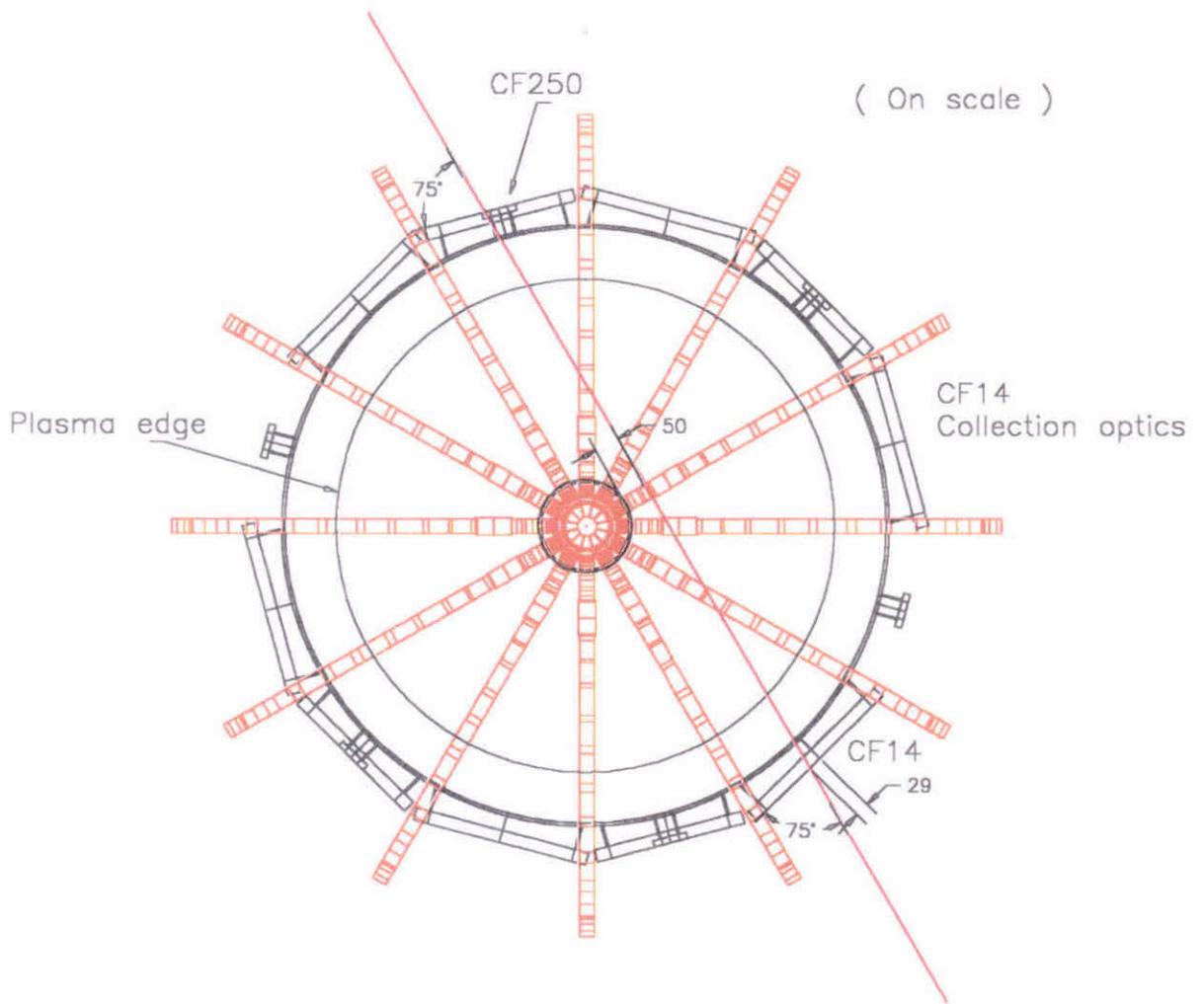


Figure 3.3 : Position details of the laser beam through ETE

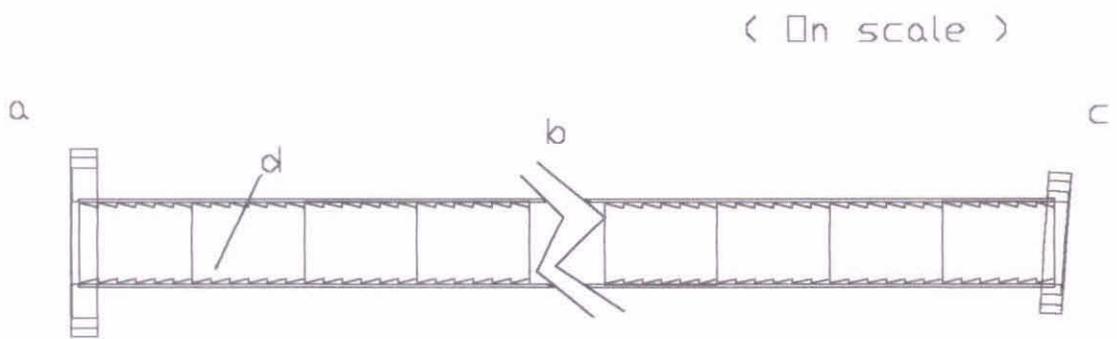


Figure 3.2.A : Laser beam flying tube

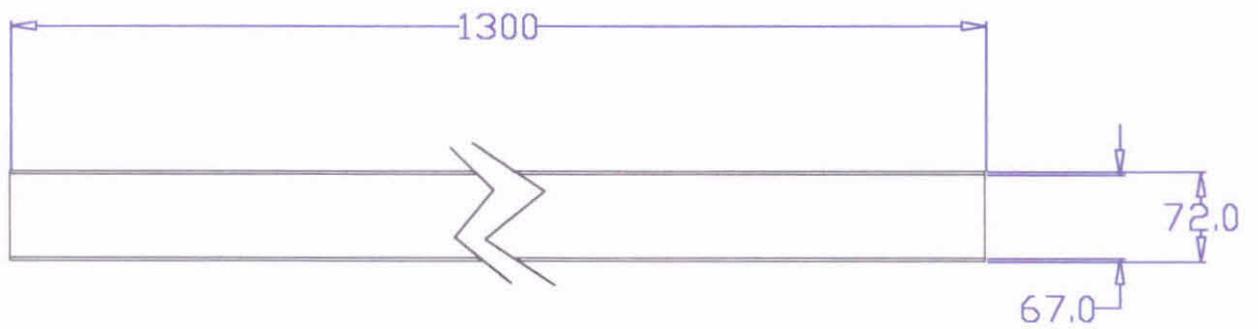


Figure 3.2.A.b : Steel tube

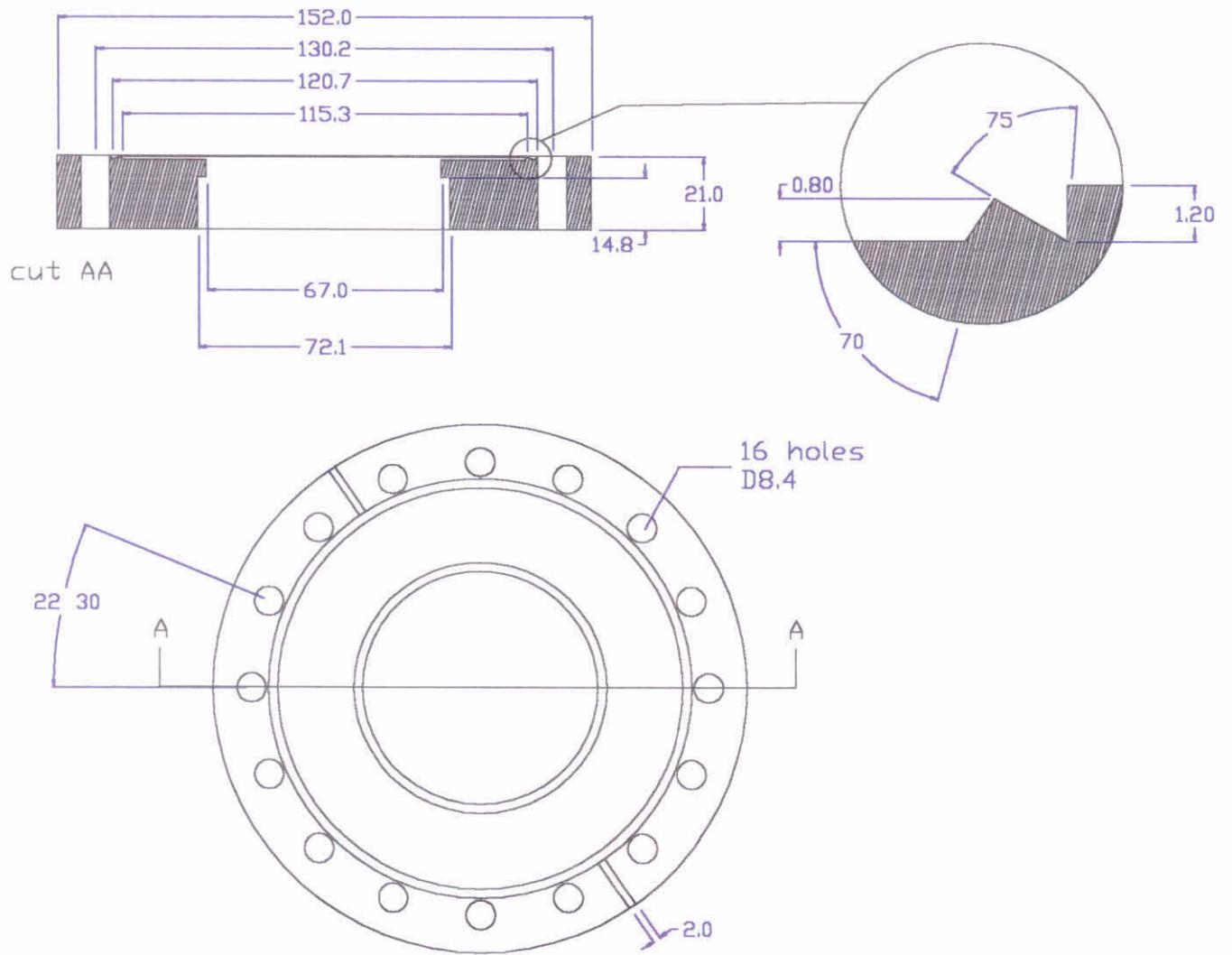


Figure 3.2.A.a : Flange CF100

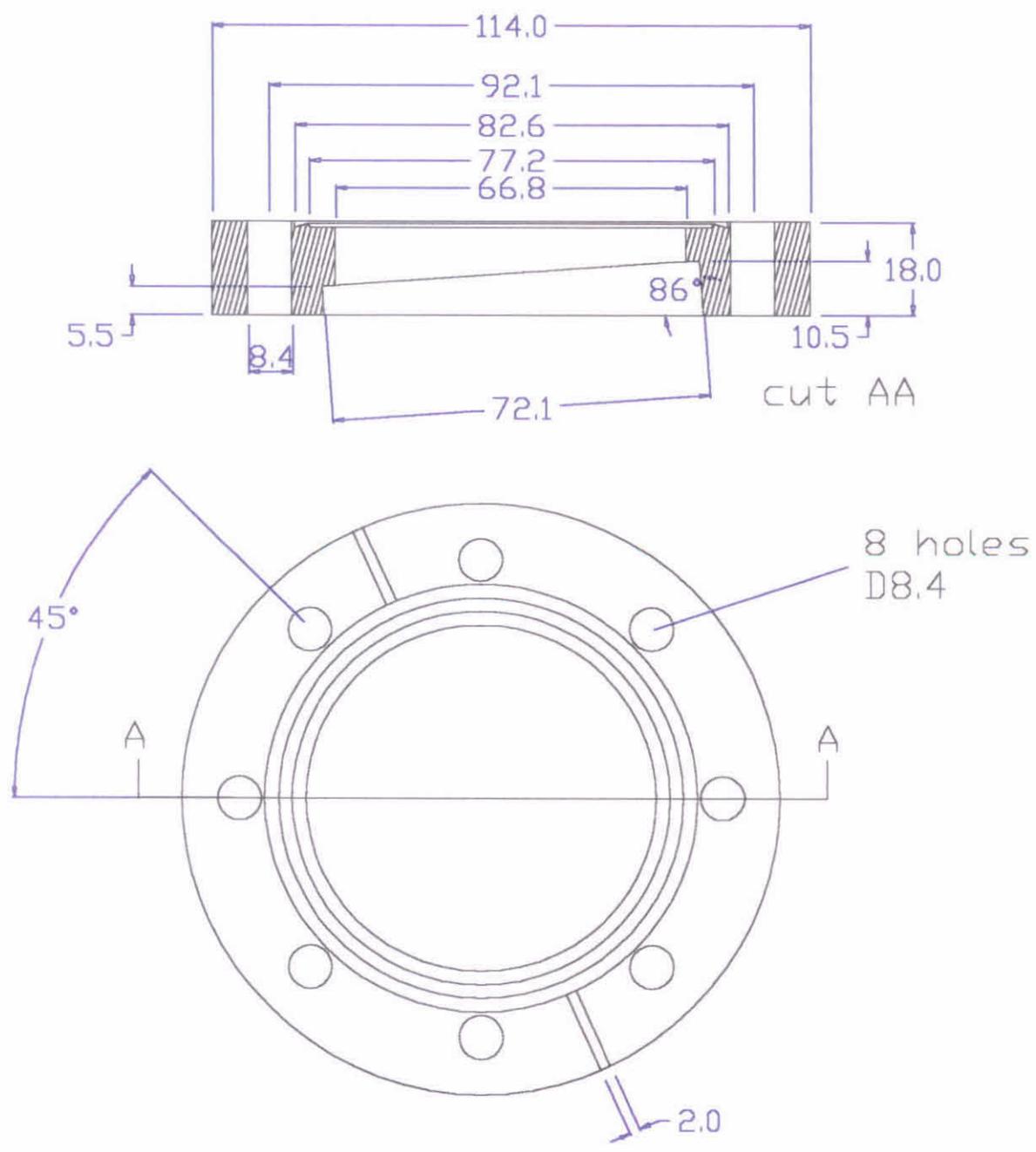


Figure 3.2.A.c : Flange CF63

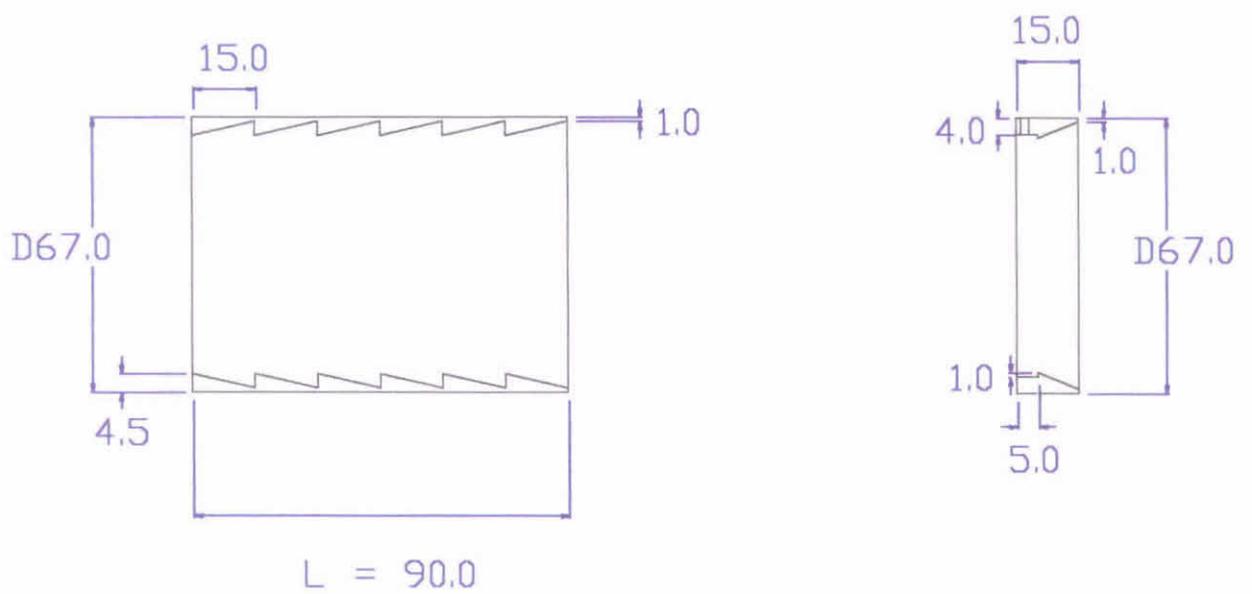


Figure 3.2.A.d : Anodized aluminium tubes and baffles holders to prevent stray light

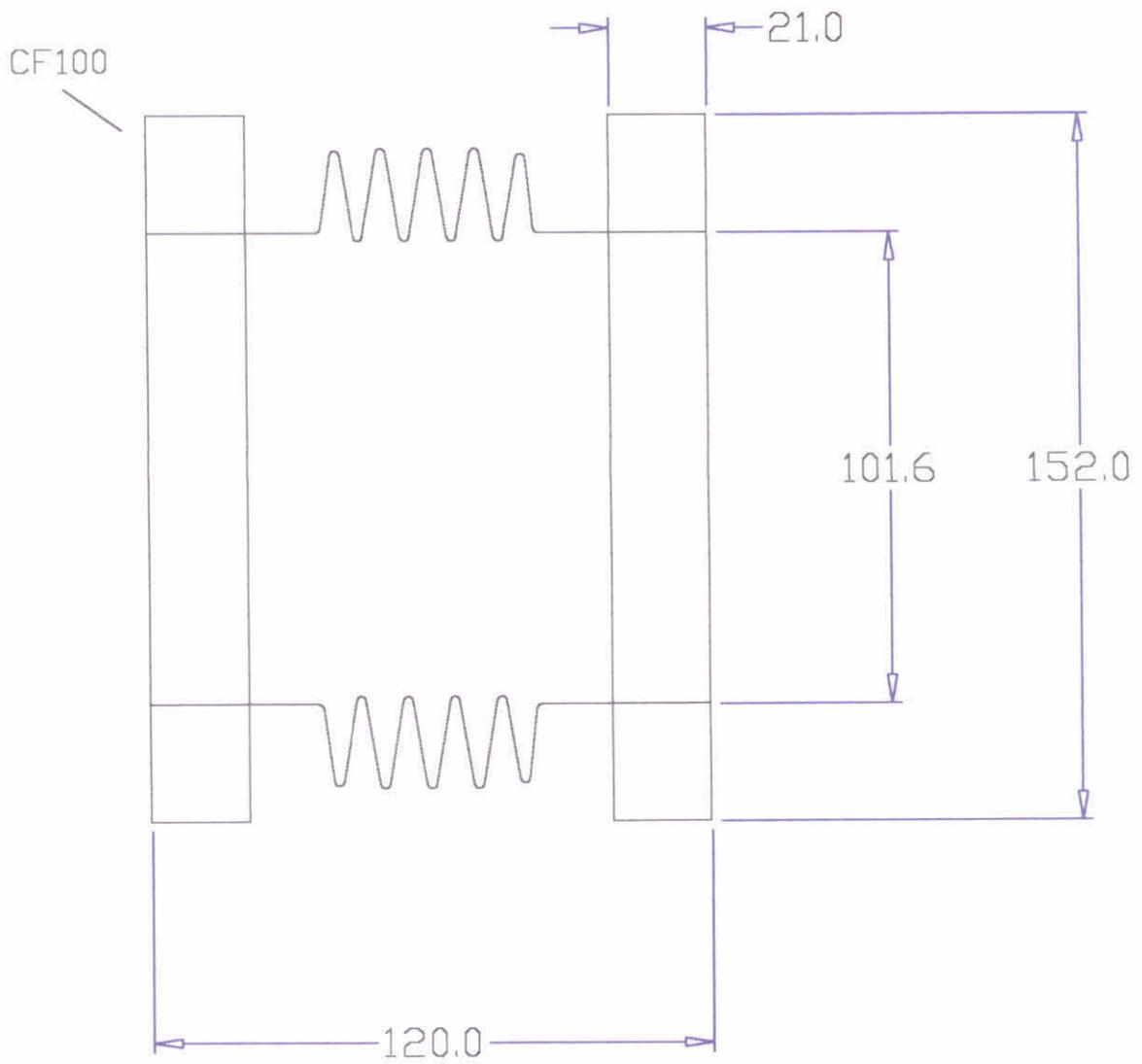


Figure 3.2.B(E) : Below

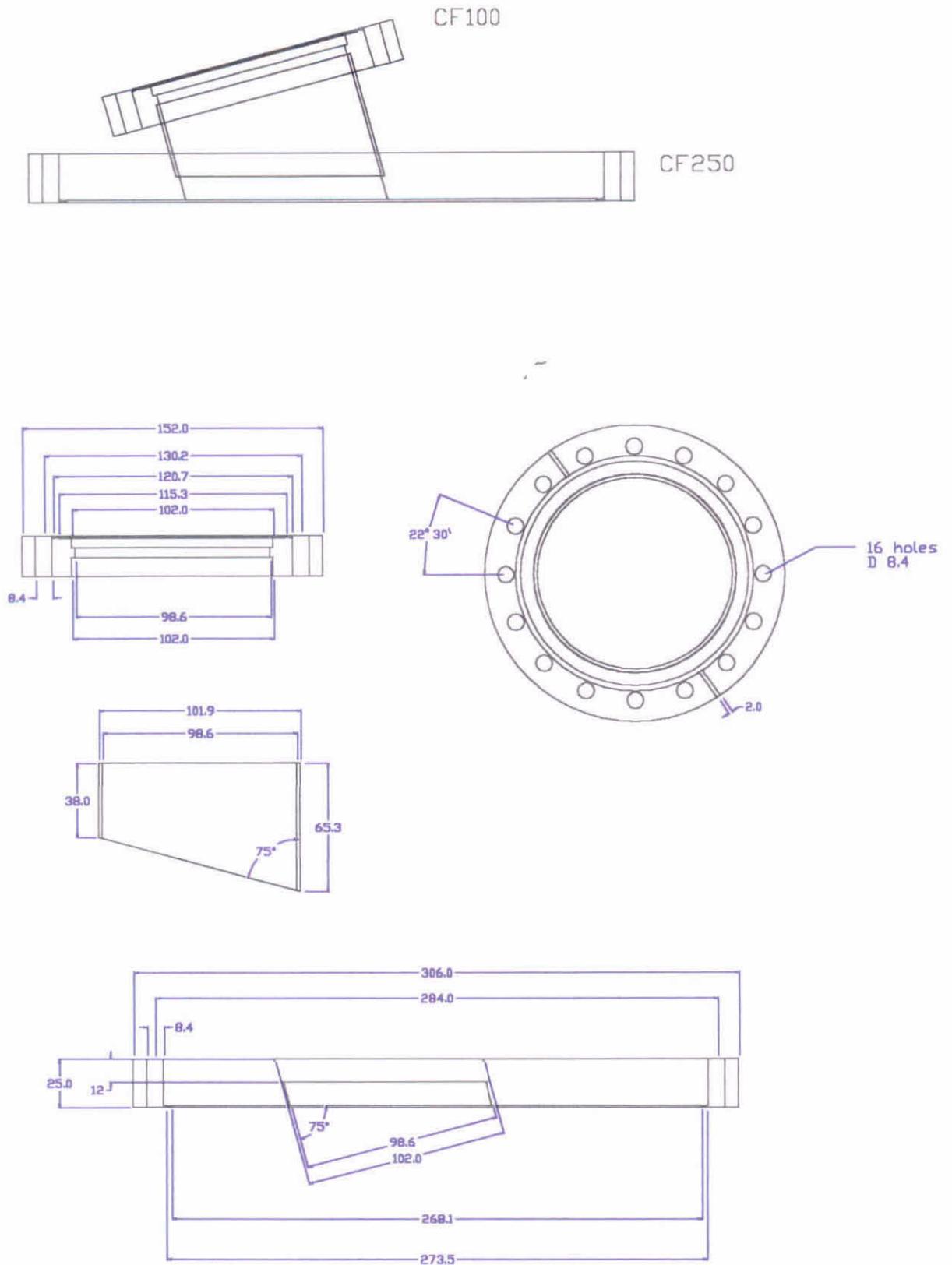


Figure 3.2.C : Connection flange and details

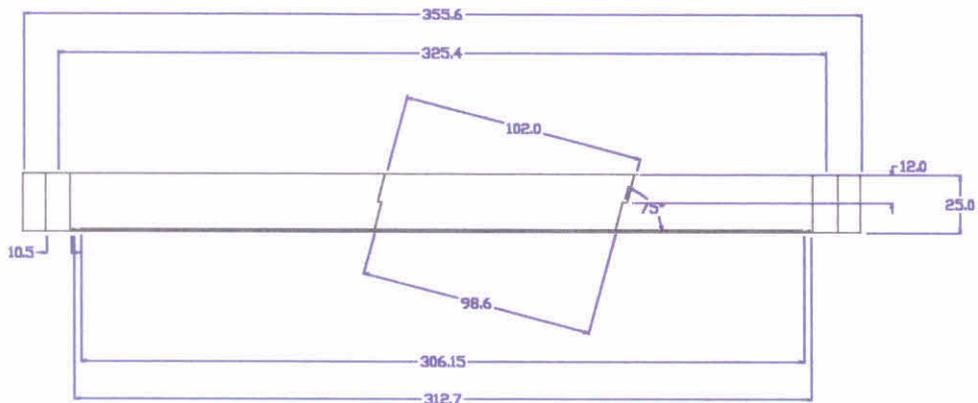
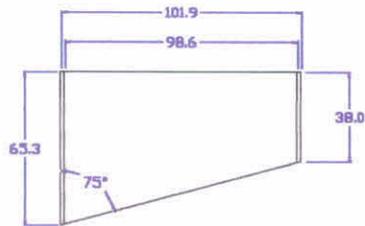
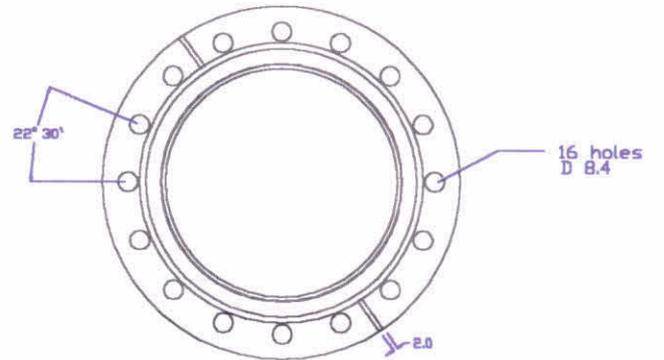
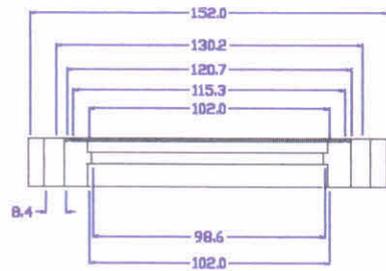
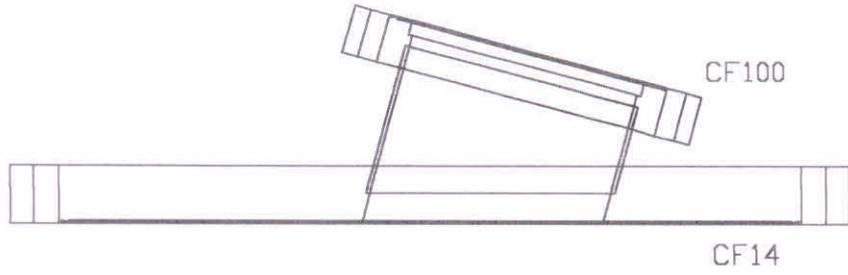


Figure 3.2.D : Connection flange and details

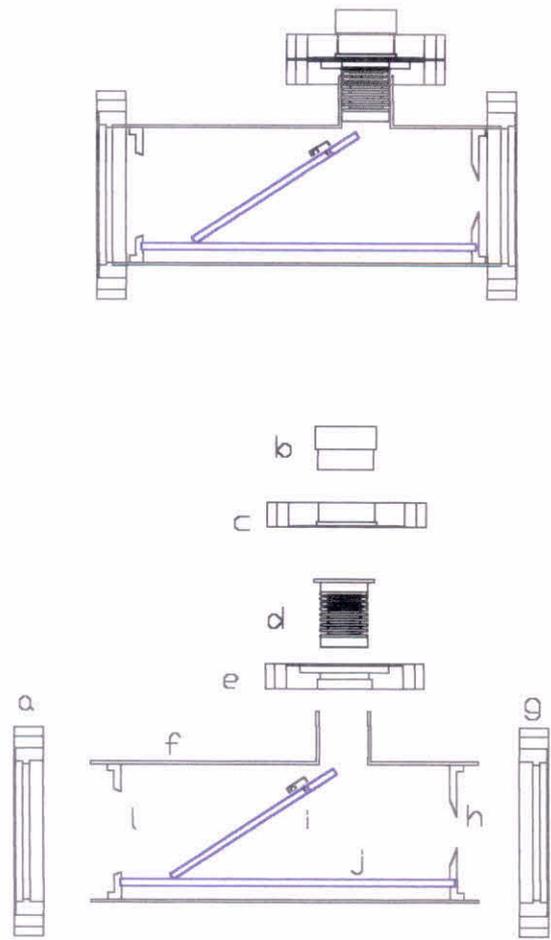


Figure 3.2.F : Dump system (up) and details (down)

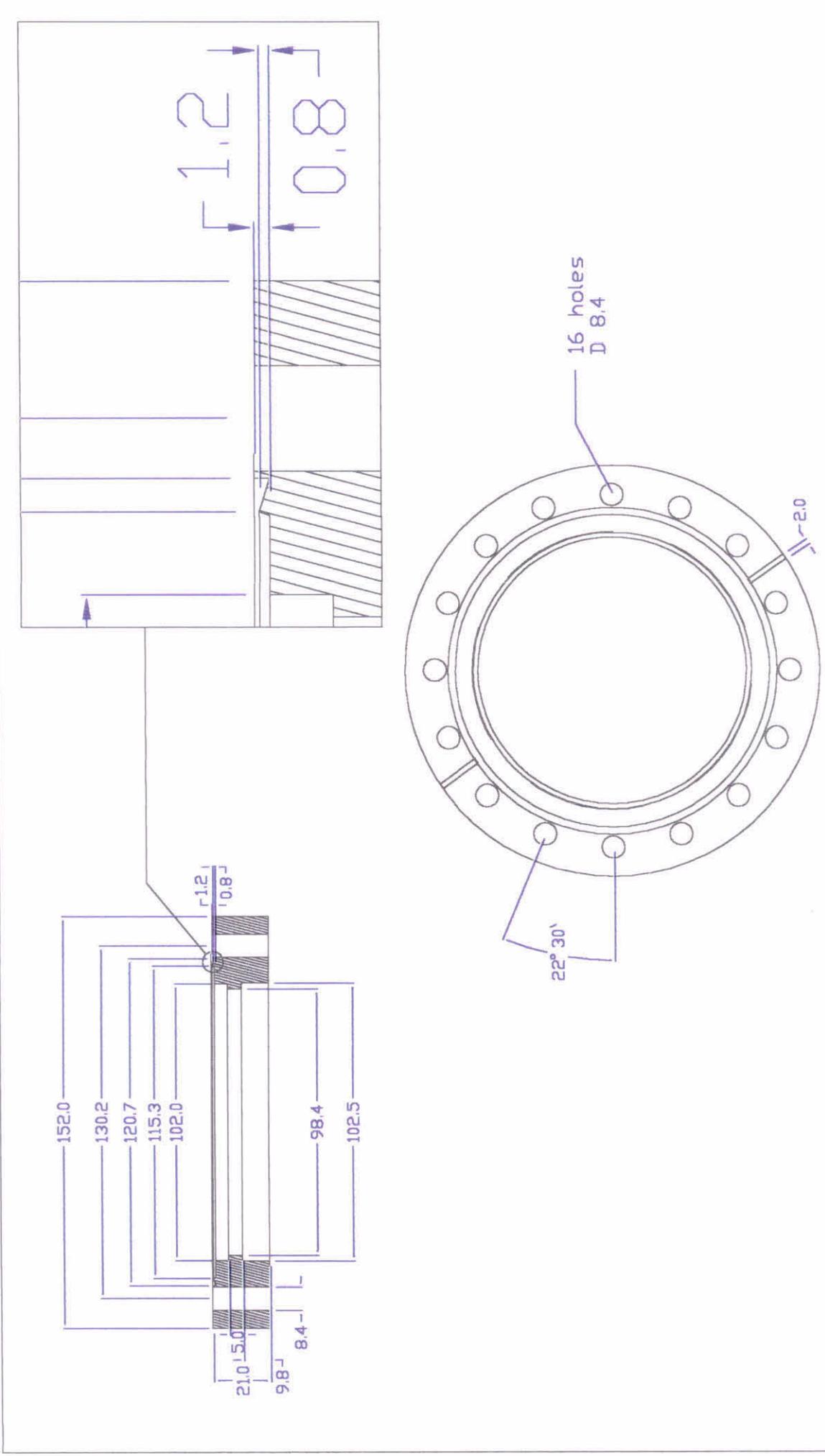


Figure 3.2.F.a(g) : Flange CF100

cut AA

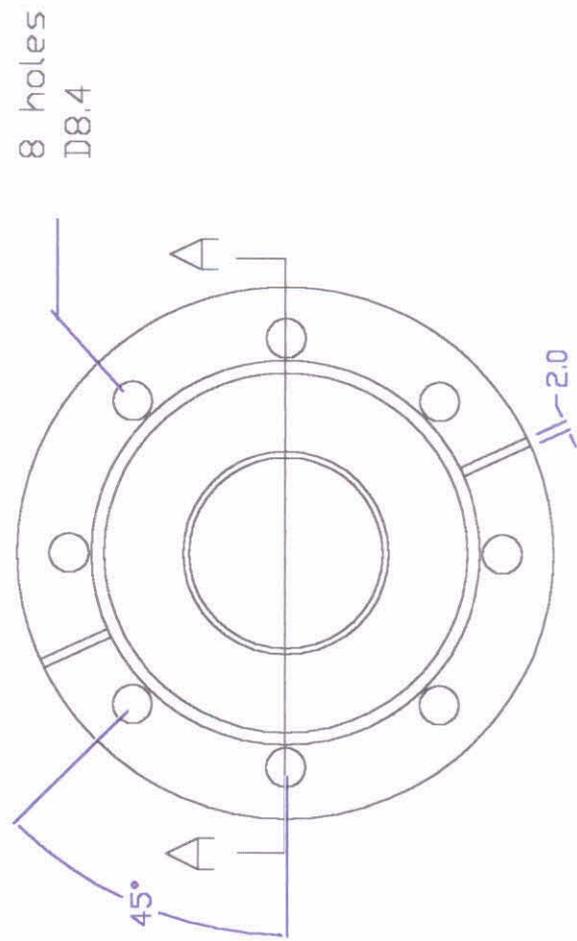
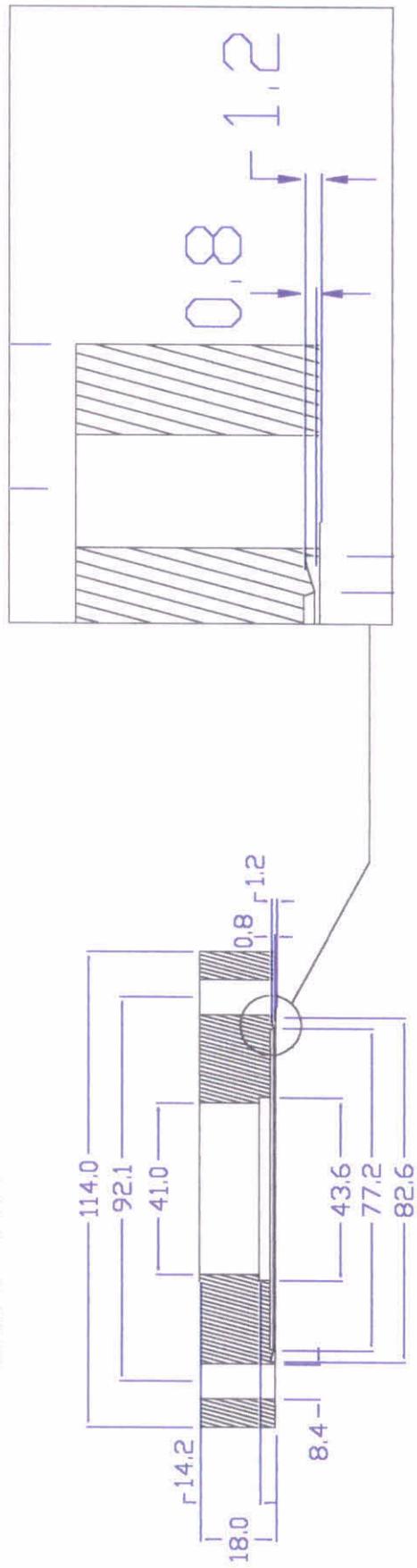


Figure 3.2.F.c : Flange CF63

cut AA

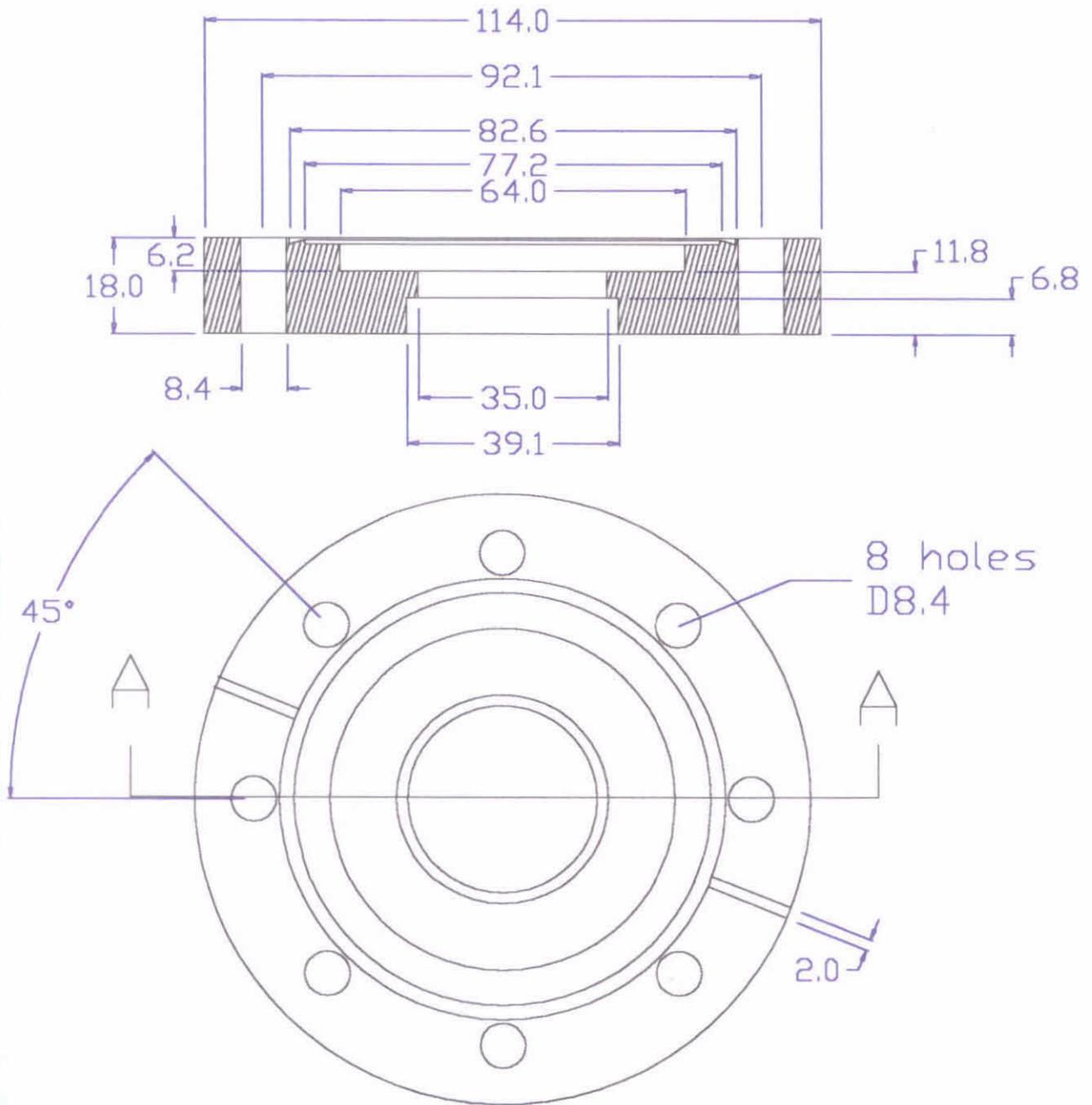


Figure 3.2.F.e : Flange CF63

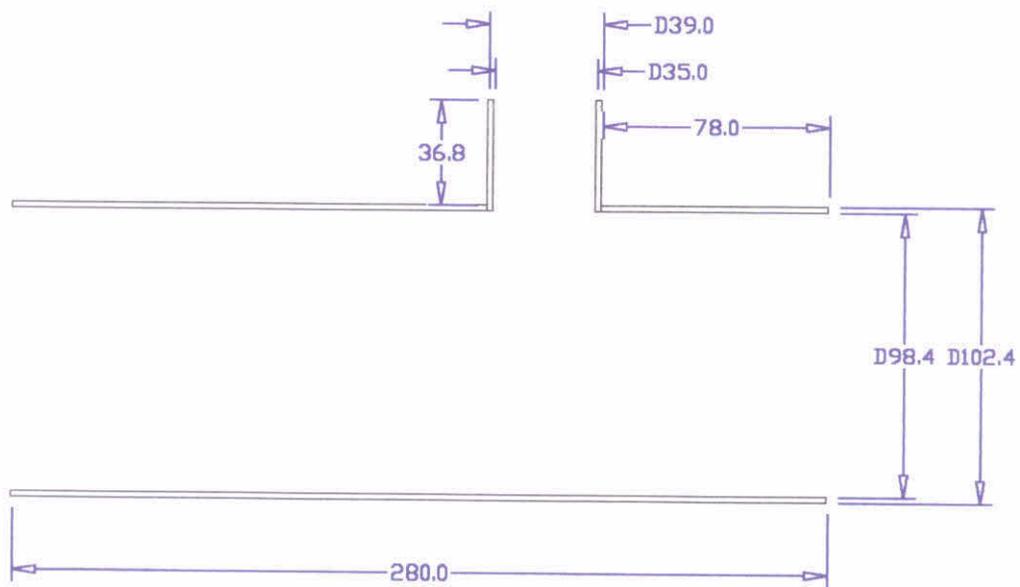


Figure 3.2.F.f : Steel Tube

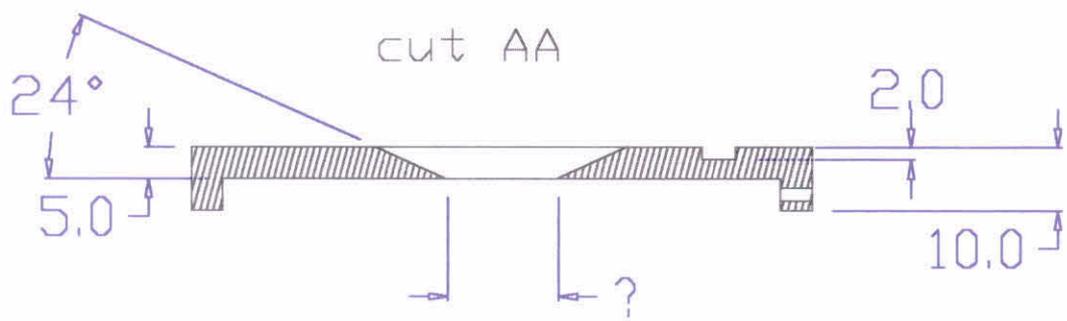
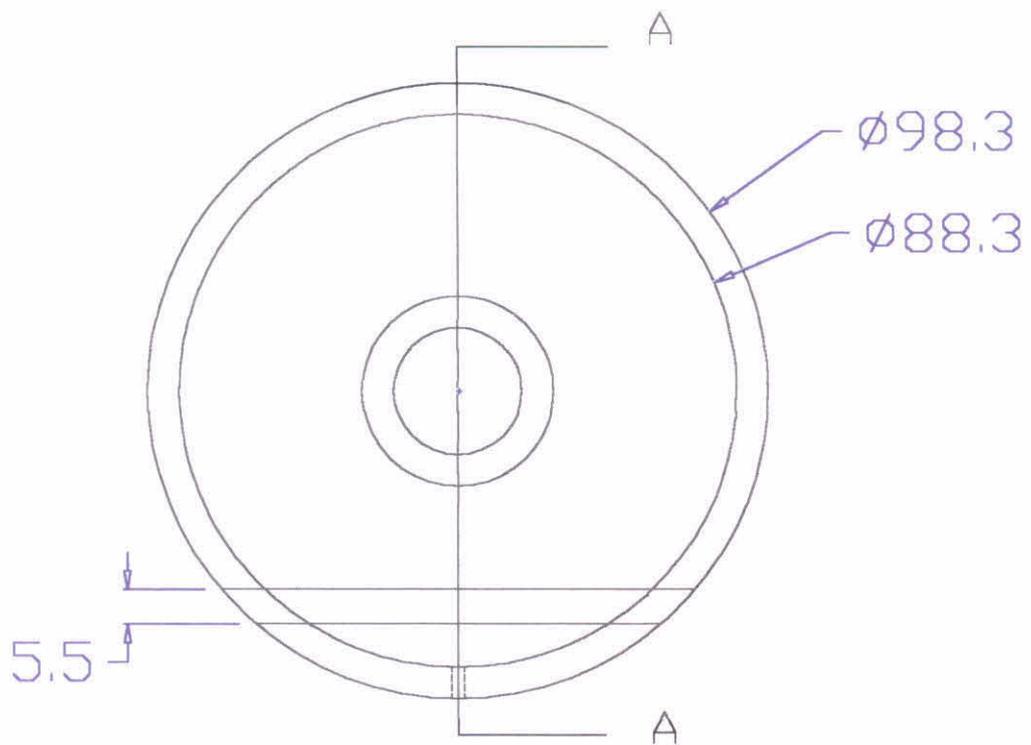


Figure 3.2.F.h : Entrance iris

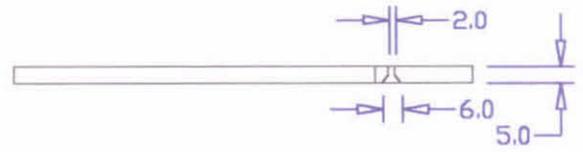
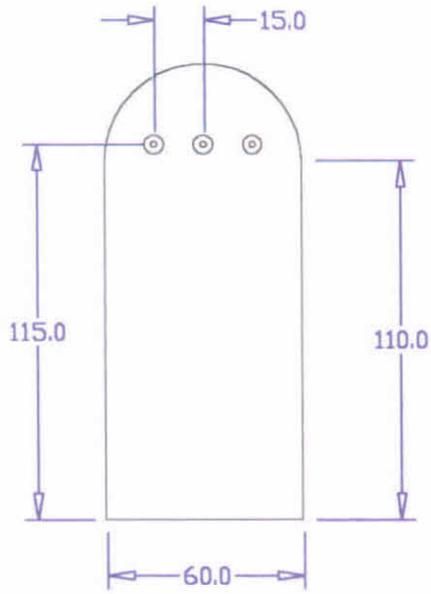


Figure 3.2.F.i : Blue glass

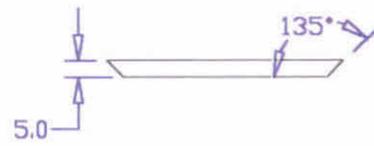
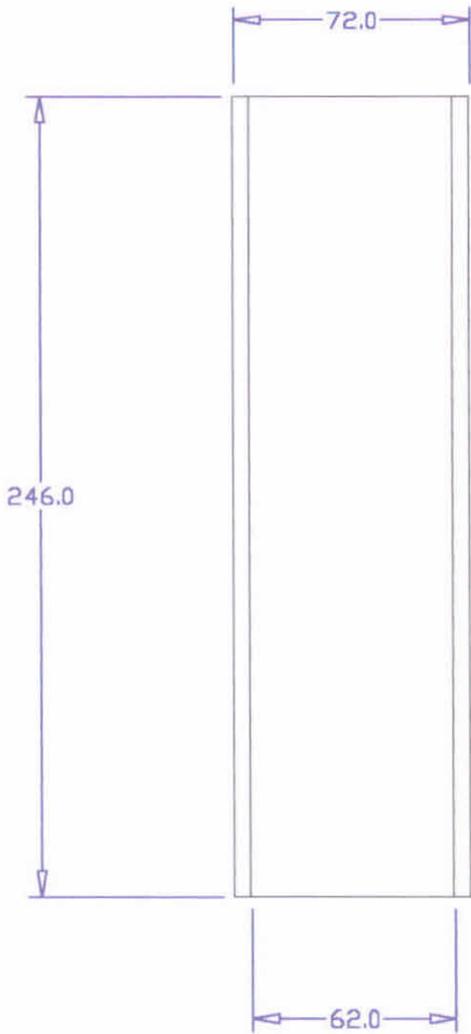


Figure 3.2.F.j : Blue glass

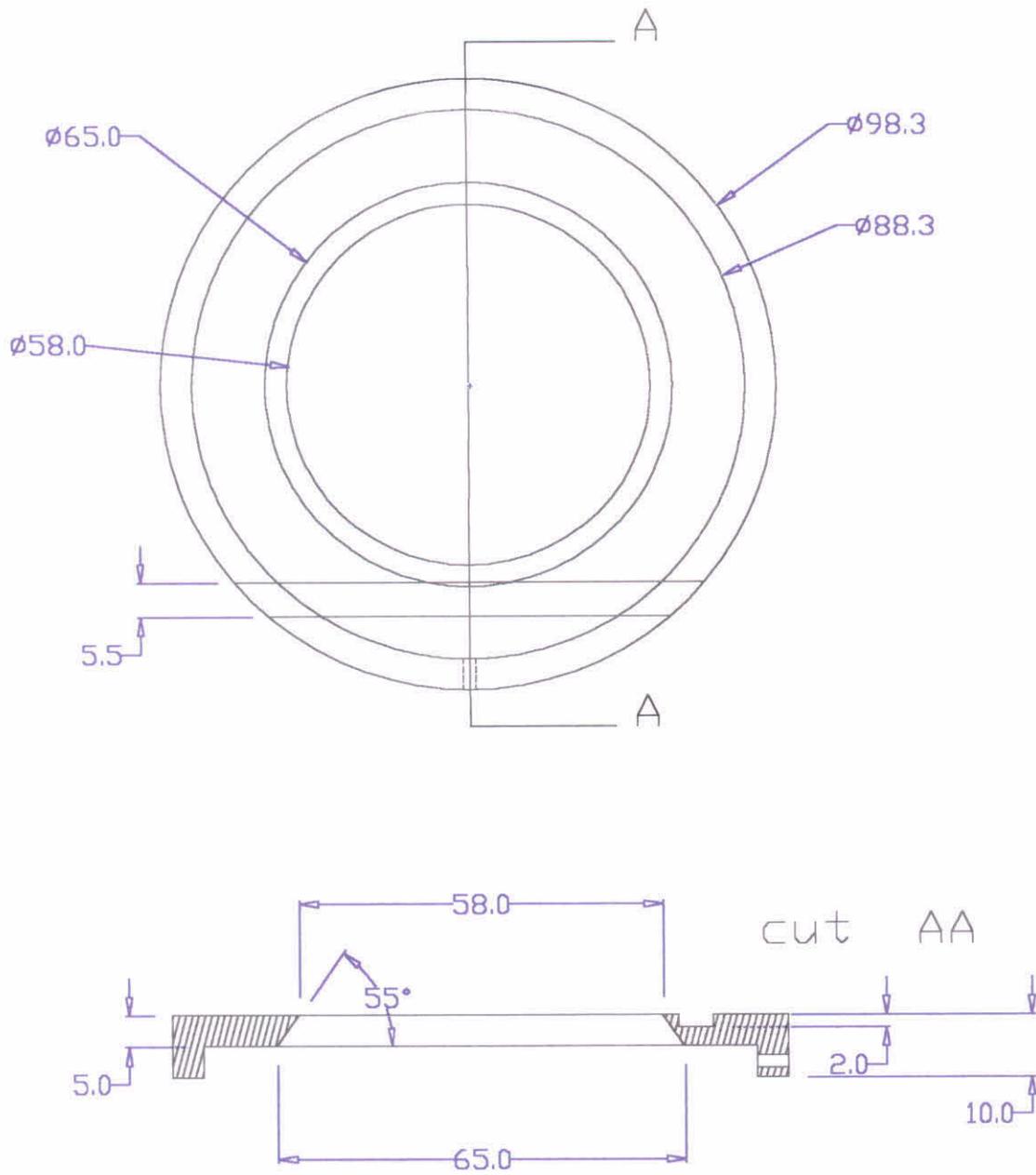


Figure 3.2.F.1 : Exit iris

3.3- Sistema de Coleção da Luz Espalhada

Para coletar a luz espalhada estão sendo especificados dois sistemas diferentes. O primeiro deles deverá coletar a luz ponto a ponto, ou seja, a cada disparo da máquina será possível determinar a temperatura e a densidade do plasma em um ponto. Para realizar a varredura ao longo do plasma, foi projetado e construído um sistema simples controlado por computador (ver item 3.3.1). O segundo sistema consiste em projetar uma região grande do plasma (≈ 60 mm) em um sistema multicanal de detecção, permitindo determinar os parâmetros do plasma em 3 regiões simultâneas. Este sistema poderá ser duplicado, permitindo a análise de vários pontos em um único disparo. Todas as descrições e simulações dos sistemas de coleção e detecção do espectro espalhado, que estão em fase inicial de estudos, serão incluídos no segundo relatório.

3.3.1 - Sistema de Varredura

Para o sistema de coleção da luz espalhada ponto a ponto foi projetado um sistema de varredura que através de um computador posicionará o primeiro componente ótico de coleção (espelho ou lente) ao longo do feixe do laser em várias posições no plasma. Na figura 3.4 é apresentado o diagrama do sistema elétrico da interface utilizada para acionar um motor de passo através da saída paralela de um computador. Na figura 3.5 temos uma fotografia geral do sistema montado para os primeiros testes de posicionamento. Para os primeiros testes foi desenvolvido um programa em linguagem Turbo Pascal (apêndice B) , cujo primeiros resultados estão na figura 3.6. Podemos observar um erro de posicionamento de até 1,5 mm para algumas posições. Este erro poderá ser reduzido através de programa ou com a aquisição de um sistema de redução mais adequado.

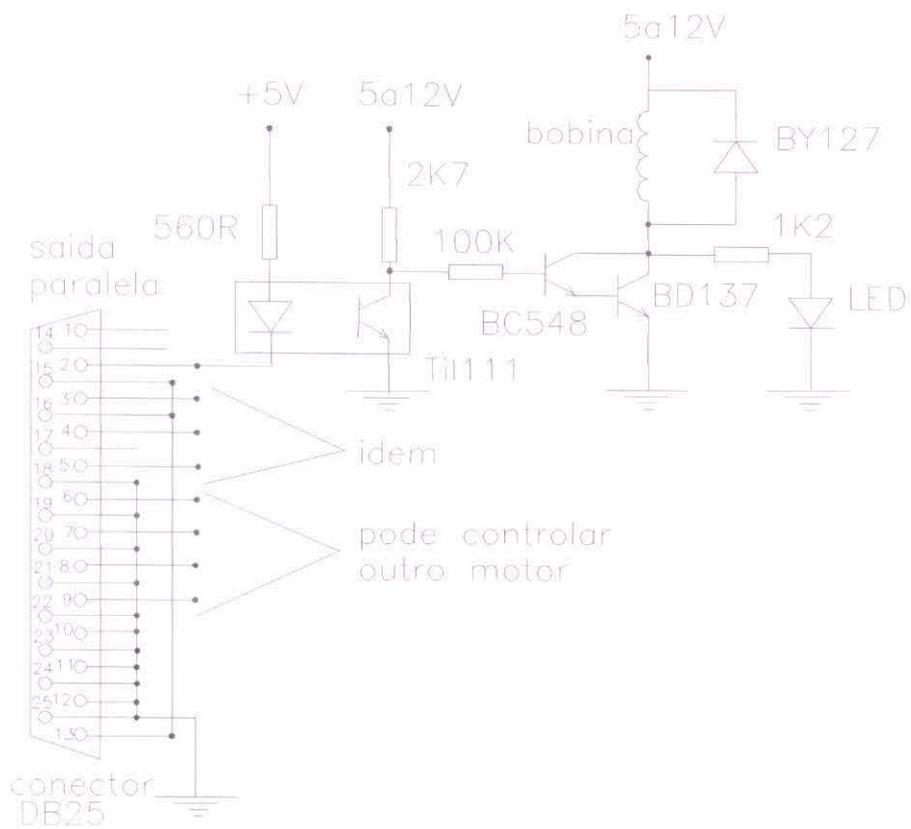


Figura 3.4 : Diagrama da interface de controle

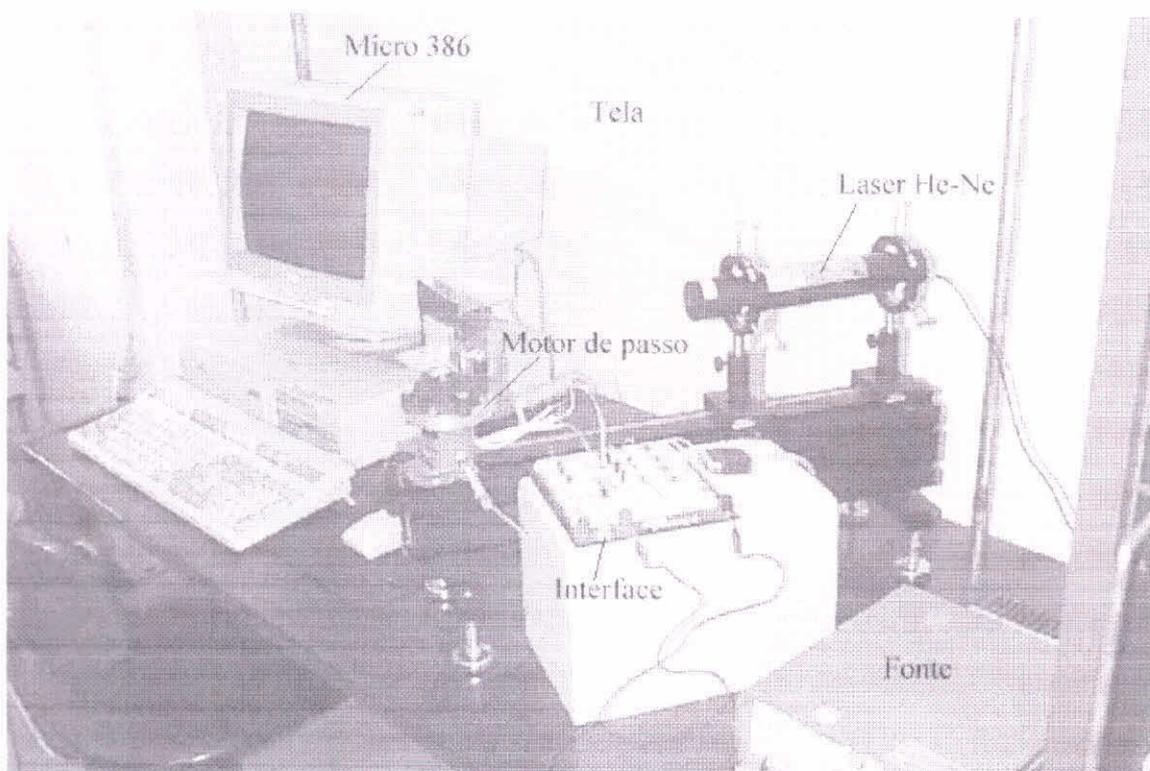


Figura 3.5 : Foto da montagem para testar o sistema de varredura

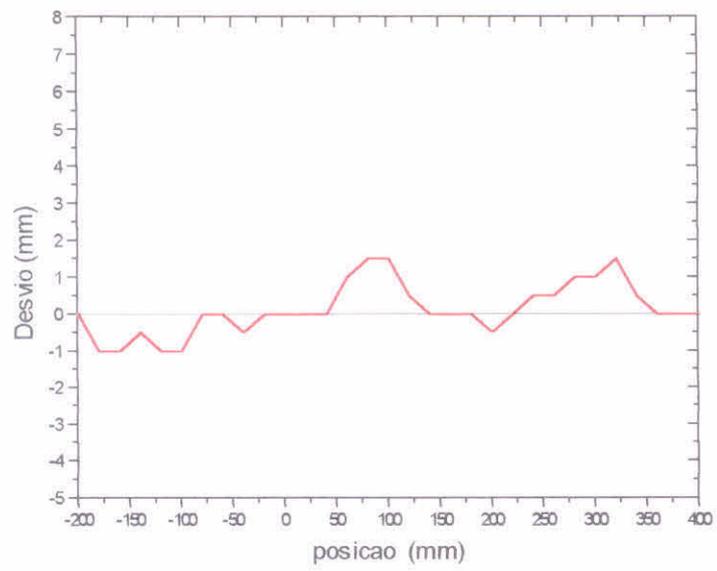


Figura 3.6 : Erro no posicionamento do espelho móvel

4 - Sistema de Limpeza por Descarga Glow

A descarga glow tem sido empregada na preparação de substratos e na limpeza das paredes internas de câmaras de alto vácuo após sofrerem exposição à atmosfera [Dyll88, Govi70, Saib95]. O sistema de limpeza por descarga glow consiste basicamente na instalação de um ou mais eletrodos internamente a câmara funcionando como anodo, cuja quantidade depende das dimensões e geometrias do vaso. O anodo pode ser uma barra cilíndrica de aço-inox dimensionado para que suporte toda corrente da descarga sem sofrer aquecimento demasiado. O vaso, trabalhando como o catodo, submete as paredes ao bombardeamento de íons removendo impurezas da superfície. As principais espécies removidas normalmente são vapores de água, CO e CO₂.

Os gases normalmente usados para a limpeza são o argônio, oxigênio, hidrogênio, hélio ou combinações deles. Sendo que a radiação perdida em máquinas de fusão é fortemente dependente do Z_{ef} do plasma, H₂ ou He tem sido utilizados nestes dispositivos. Normalmente a pressão de trabalho tem abrangido a faixa de 0,5 mTorr a 30 mTorr.

A excitação do gás pode ser produzida por uma fonte AC ou DC (200 - 1000 V), por microondas (1 - 3 GHz), por RF (200 KHz ou 13,6 MHz) ou combinações delas. A mais simples é uma fonte DC que consiga manter uma densidade de corrente na superfície de 10 a 100 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$.

Para que um sistema de “glow discharge cleaning” fosse especificado para o tokamak ETE, decidimos montar um sistema simples, para alguns testes.

4.1 - Experimento

Na figura 4.1 temos o esquema do aparato utilizado. A câmara de aço-inox é cilíndrica com raio de 135 mm e comprimento de 380 mm. O anodo é um bastão de aço-inox ($\phi = 7$ mm, $l = 30$ cm) isolado da câmara por um passador de nylon. O sistema de vácuo consiste em uma bomba difusora e mecânica atingindo uma pressão de base de 6×10^{-6} Torr.

A excitação é realizada por uma simples fonte DC acoplada a um sistema de pulso de alta tensão (figura 4.2), que é usada para iniciar a descarga. A fonte pode fornecer 300 V ou 600 V, a qual é retificada por uma ponte de diodos e filtrada por capacitor de 100 μF . Para isolar o gerador de pulso da corrente DC, é utilizado um capacitor de cerâmica de 125 pF (20 KV). O sistema de pulso consiste em descarregar um capacitor de 220 μF com 110 V, através de uma bobina

utilizada nos sistemas de ignição de automóvel. O sistema é disparado por uma chave eletrônica (SCR - TIC116) fornecendo um pulso de 5 - 10 KV com 100 μ s de duração. E agora, para isolar o sistema DC do pulso de alta tensão, um diodo para alta tensão (SKE 10000) foi empregado em série com a fonte. Desta forma, é possível usar apenas um único eletrodo para começar e manter a descarga.

Inicialmente a câmara é evacuada até a pressão de base e então um fluxo constante de gás é fornecido mantendo a pressão desejada. O anodo é energizado através da fonte DC e a descarga é iniciada disparando o sistema de pulso. A corrente total fornecida é medida em cima de um resistor de 1,4 K Ω .

4.2 - Resultados

A descarga foi realizada em várias pressões para três tipos diferentes de gases (Ar, N , He) para duas tensões de anodo, como mostra a figura 4.3. As linhas horizontais nos gráficos representam a densidade de corrente na parede para uma corrente total medida (escala vertical), onde consideramos uma descarga homogênea. Na figura 4.4 é mostrado uma fotografia da descarga com gás hélio.

Para 300 V de tensão de anodo, como o nitrogênio e o argônio possuem potenciais de ionização menores que o do hélio, foi possível iniciar a descarga em baixas pressões (1 mTorr). Para esta tensão só foi possível ter descarga com o gás hélio para pressões superiores a 10 mTorr e mesmo assim foi impossível atingir a densidade de corrente mínima (10 μ A/cm²) normalmente utilizada nestes experimentos.

Para a tensão de 600 V, foi possível manter a descarga em pressões baixas para os três gases. E para o hélio a maior densidade de corrente foi atingida em pressões entre 10 - 20 mTorr.

4.3 - Sistema de Descarga Glow para o ETE

No caso do tokamak ETE serão utilizados 2 ou 3 eletrodos para o sistema de glow, devido a sua geometria. Os eletrodos serão instalados na parte inferior da câmara através de flanges

CF40, como mostra a figura 4.5 . O eletrodo (Balzers - UKD136) suporta correntes de até 25 A e aquecimento de até 400°C. A fonte DC deverá fornecer até 1000 V e corrente de até 5 A para garantir uma densidade de corrente de 35 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$. Como tivemos dificuldades em iniciar a descarregar com o gás hélio, deveremos empregar o mesmo sistema de pulso de alta tensão como sistema de disparo. No caso do ETE deveremos utilizar hélio ou hidrogênio para a descarga e futuramente um espectrômetro de massa deverá ser acoplado ao sistema para verificação da eficiência da limpeza.

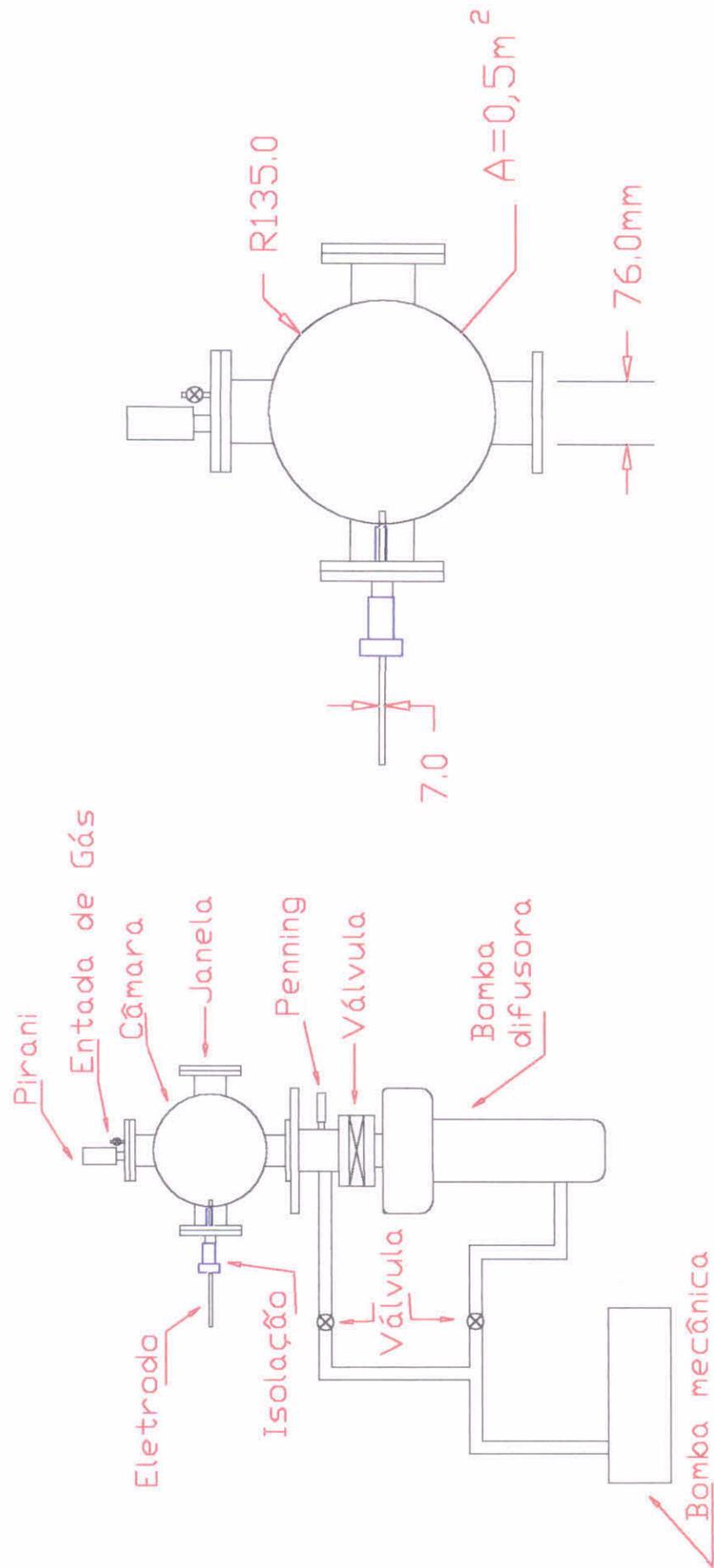


Figura 4.1 : Câmara de Teste

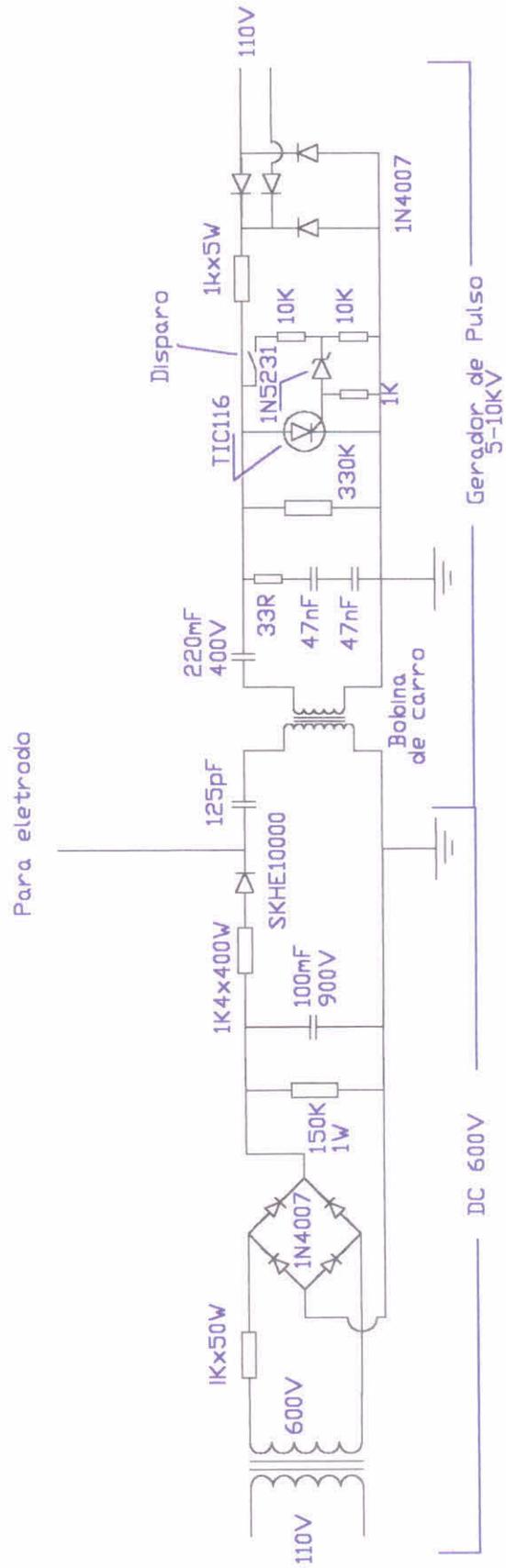


Figura 4.2 : Circuito Eletrônico

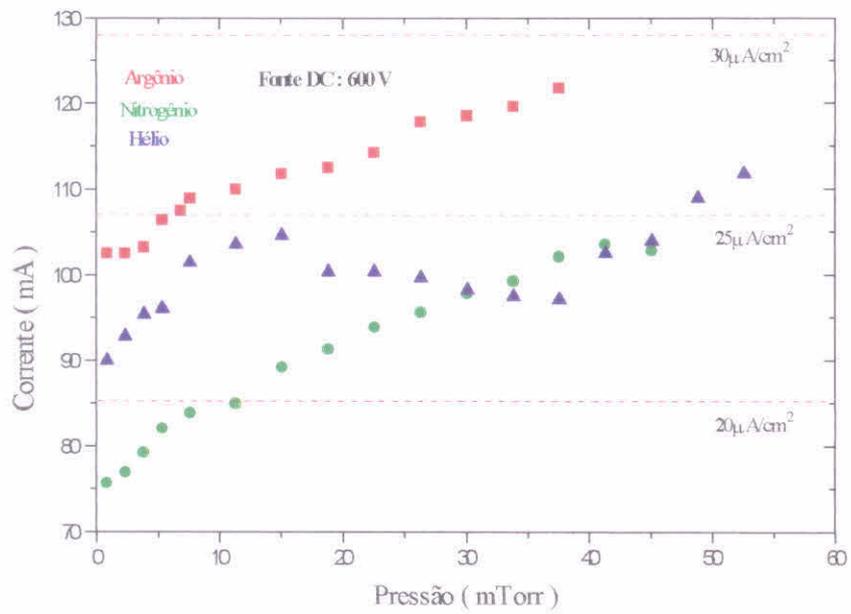
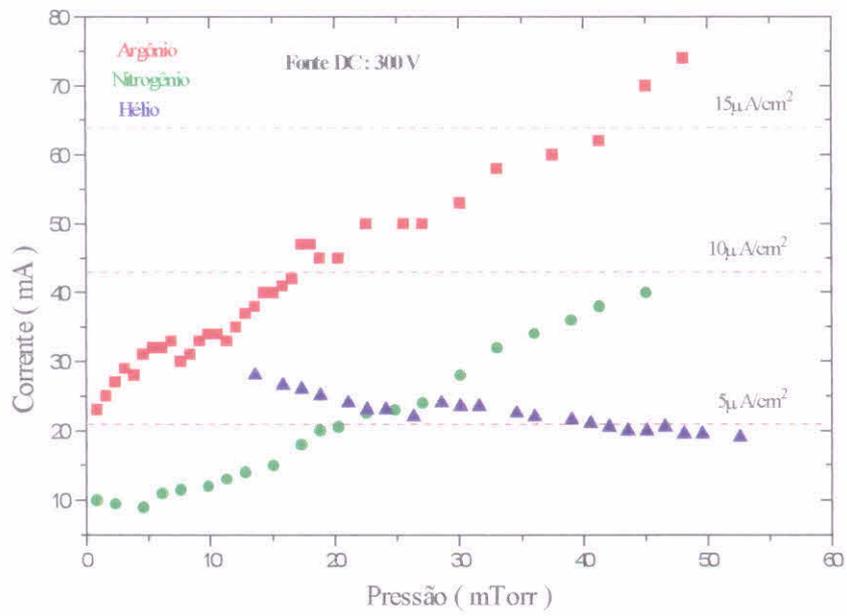


Figura 4.3 : Medidas de corrente para duas tensões de anodo e diferentes gases

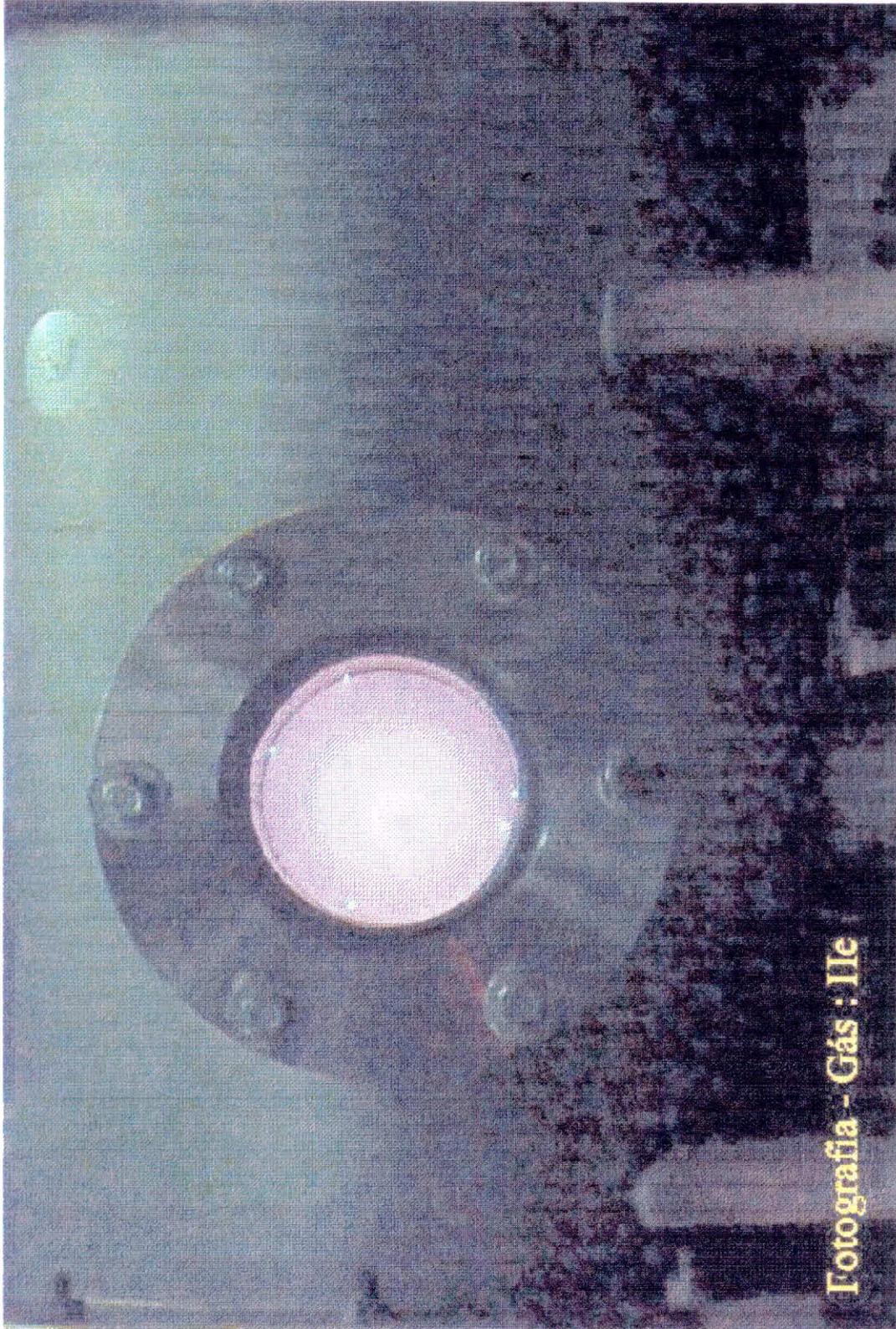


Figura 4.4 : Descarga glow com gás hélio

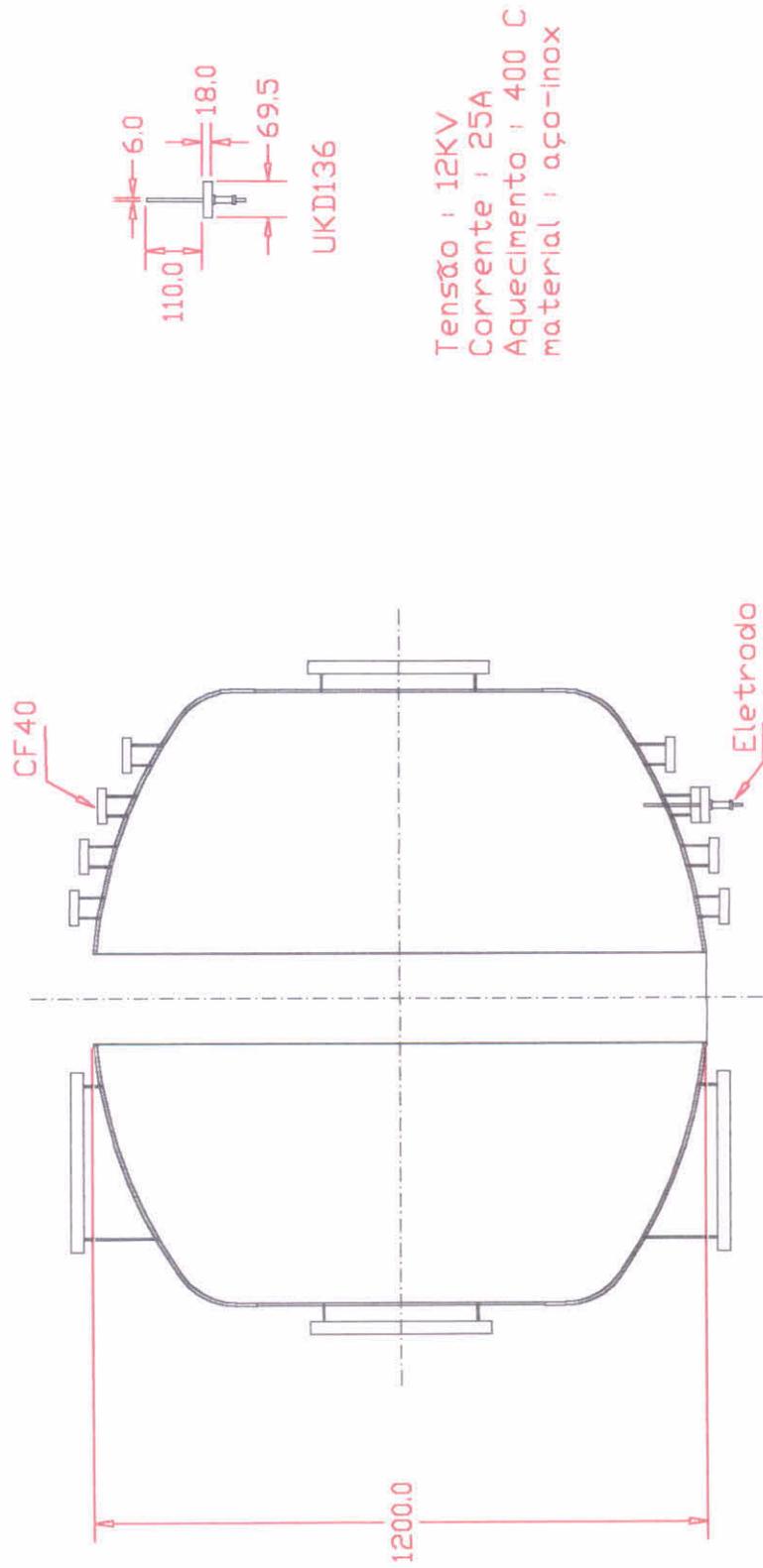


Figura 4.5 : Instalação no ETE e Detalhes do Eletrodo

5 - Conclusões

Neste primeiro período de trabalho (Abril/97 - Setembro/97) foram especificados os elementos da ótica de injeção do laser e realizados todos os desenhos das peças necessárias para serem instaladas no ETE para o diagnóstico de ET. Em relação a ótica de coleção , o trabalho iniciou-se com o sistema de varredura e os primeiros testes já foram realizados.

Os experimentos realizados com a descarga glow em uma câmara de testes serviram para ajudar na especificação de um sistema de limpeza para o tokamak ETE.

A participação na construção das bobinas poloidais deverá continuar durante esta segunda fase de trabalho. Estas bobinas deverão ser concluídas até o final deste ano.

Atualmente estão sendo preparados dois trabalhos para publicação : um referente a descarga glow e o outro sobre o sistema de varredura.

Para esta segunda fase serão concluídos os estudos sobre os sistemas de coleção de luz espalhada e especificado todos os componentes para o diagnóstico, incluindo um orçamento. Também serão elaborados os programas de análise de dados e sistema de calibração. Junto ao grupo da UNICAMP serão realizados alguns testes e simulações referentes ao sistema de varredura, sistema multipassagem no tokamak NOVA e a montagem de uma câmara para espalhamento em nitrogênio para testes de eficiência de sistemas multipassagens e sistemas de redução de stray light que serão utilizados no tokamak ETE.

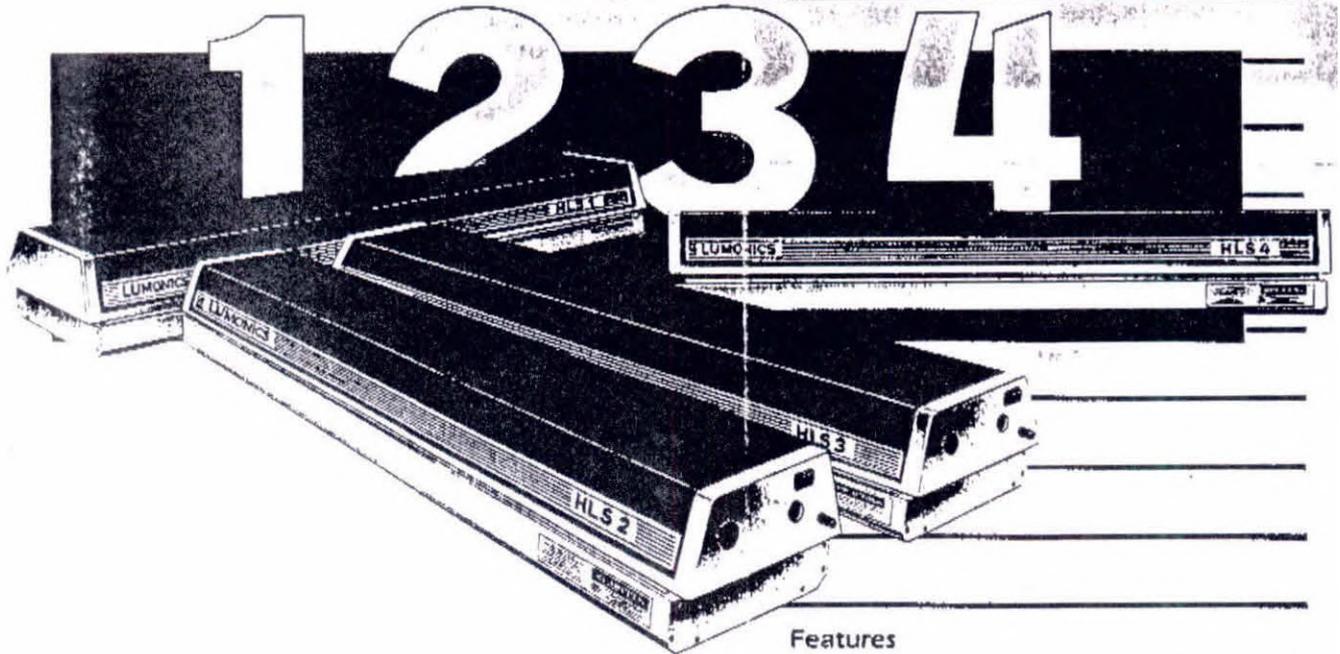
Apêndice A

A seguir é fornecido um orçamento mínimo para a ótica de injeção.

Laser de Rubi modelo HLS4 Lumonics	150.000,00
Mesa ótica 1,5 x 2,5 m MellesGriot	7.200,00
Suportes óticos, trilhos, etc	1.700,00
Lentes, janelas, etc (para alta potência)	3.500,00
Laser He-Ne 7 mW MellesGriot	1.200,00
Total	163.600,00

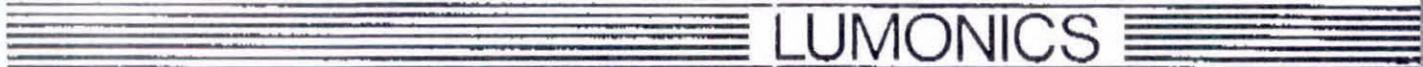
HLS MODELS

A RANGE OF PULSED HOLOGRAPHIC LASERS



Features

- **Invar Resonator Structure**
Provides stable cavity alignment, that stays aligned.
- **Close Coupled Ceramic Pumping Chambers**
For uniform laser inversion across the rod diameter.
- **Temperature Controlled Etalons**
For consistent maintenance of long coherence length.
- **Photodiode Energy Monitor**
For easy pulse balancing and beam ratio adjustment.
- **Direct Pockels Cell Trigger**
For accurate synchronization to external events.
- **Spatial Filter Assembly**
Ensures excellent beam profile.
- **Kinematic Mechanical Platform**
Minimises coupling of external mechanical forces.

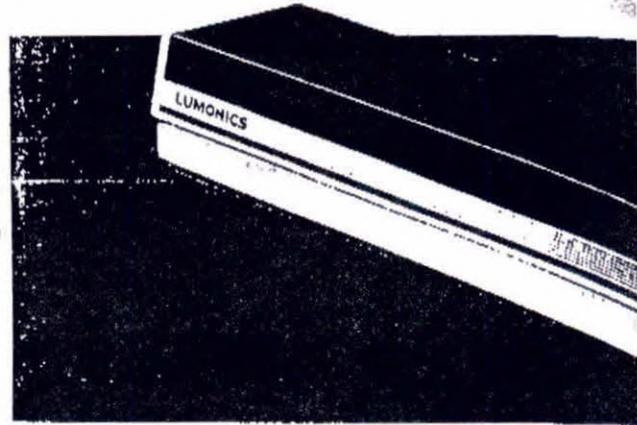


LUMONICS

MODELS

The HLS models are a range of holographic ruby lasers. These easy to use and reliable lasers have a wide variety of applications ranging from scientific investigative studies and industrial non-destructive testing to portraiture and display holography. The short duration of the laser pulse effectively freezes any motion present during the exposure and makes it possible to take holograms without the complex vibration-isolating structures associated with continuous wave holography. The HLS2 for example provides in a few nanoseconds the same illumination for the subject as a 10 mW continuous laser running for nearly two minutes, or a 1W ion laser running for one second!

A RANGE OF PULSED HOLO

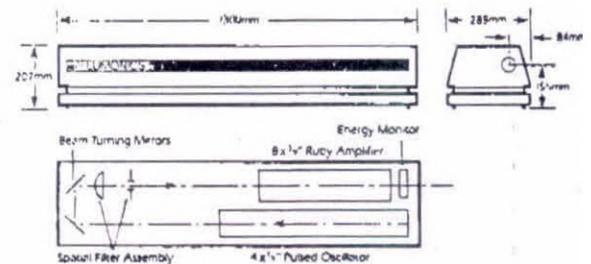
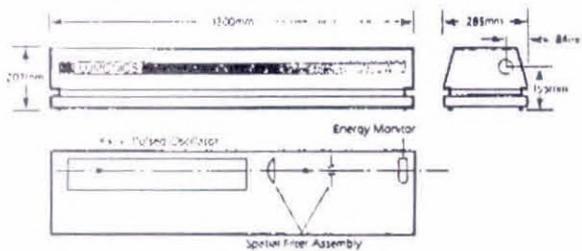


MODEL HLS1

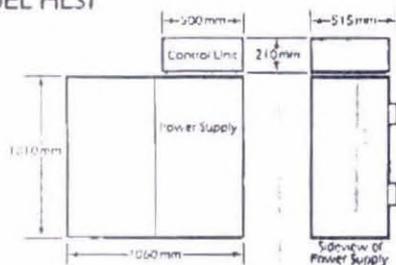
Wavelength	694.3 nm
Pulse Energy	
Single Pulse	30 millijoules
Double Pulse	12 to 15 millijoules/pulse
Double Pulse Separation	1 to 800 microsecs
Pulse Duration (Nominal)	30 nanosecs
Repetition Rate	Up to 10 ppm
Coherence Length	> 1 metre contour free on 90% of shots
Lamp Life	100,000 shots
Supply Rating	1.2 kVA
Maximum Power Consumption	0.45 kW
Voltage	220/240 V 50Hz or 208V 60Hz
Water Flow Rate	Up to 6 litres/minute
Weight	
Laser Head	54 kg
Power Supply Unit	175 kg
Control Unit	14 kg

MODEL HLS2

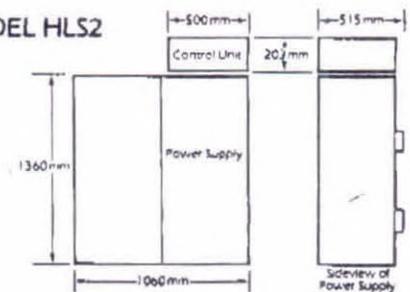
Wavelength	694.3 nm
Pulse Energy	
Single Pulse	1.0 Joule
Double Pulse	0.4 to 0.6 Joules/pulse
Double Pulse Separation	1 to 800 microsecs
Pulse Duration (Nominal)	30 nanosecs
Repetition Rate	Up to 4 ppm
Coherence Length	> 1 metre contour free on 90% of shots
Lamp Life	100,000 shots
Supply Rating	2 kVA
Maximum Power Consumption	0.7 kW
Voltage	220/240 V 50Hz or 208V 60Hz
Water Flow Rate	Up to 6 litres/minute
Weight	
Laser Head	56 kg
Power Supply Unit	318 kg
Control Unit	14 kg



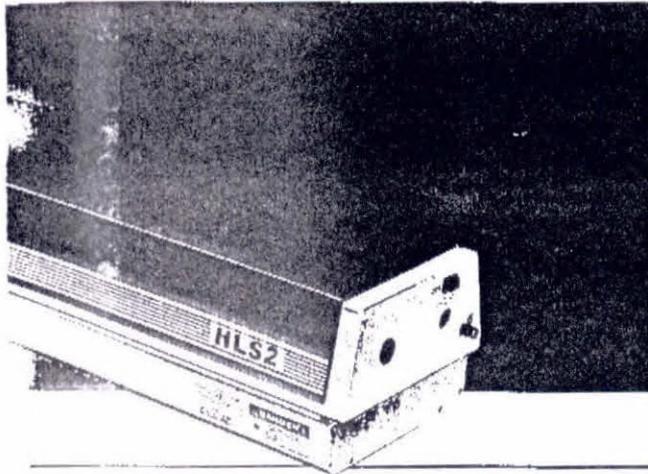
MODEL HLS1



MODEL HLS2

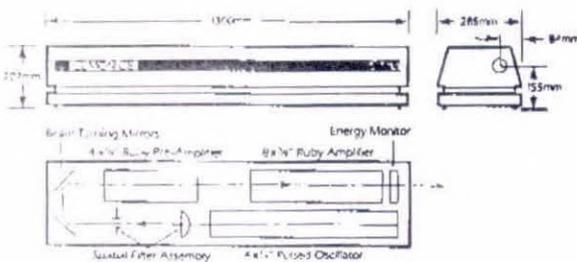


RAPHIC LASERS HLS MODELS

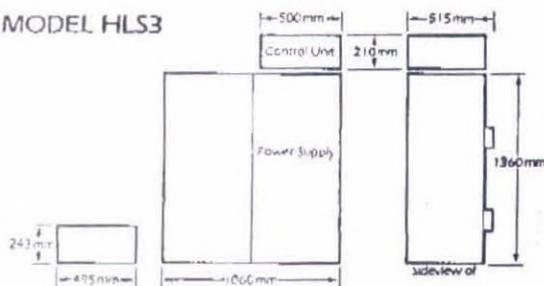


MODEL HLS3

Wavelength	694.3 nm
Pulse Energy	
Single Pulse	3 Joules
Double Pulse	1.2 to 1.5 Joules/pulse
Double Pulse Separation	1 to 800 microseconds
Pulse Duration (Nominal)	30 nanoseconds
Repetition Rate	Up to 4 ppm
Coherence Length	> 1 metre contour free on 90% of shots
Lamp Life	100,000 shots
Supply Rating	2 kVA
Maximum Power Consumption	0.9 kW
Voltage	220/240V 50Hz or 208V 60Hz
Water Flow Rate	Up to 6 litres/minute
Weight	
Laser Head	58 kg
Power Supply Unit	334 kg
Control Unit	14 kg
Water/Water Cooler	18 kg

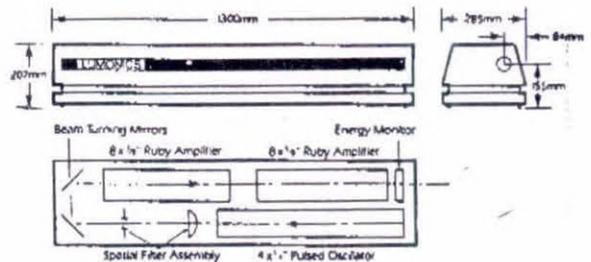


MODEL HLS3

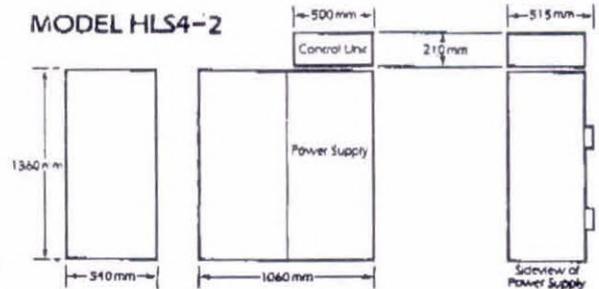


MODEL HLS4

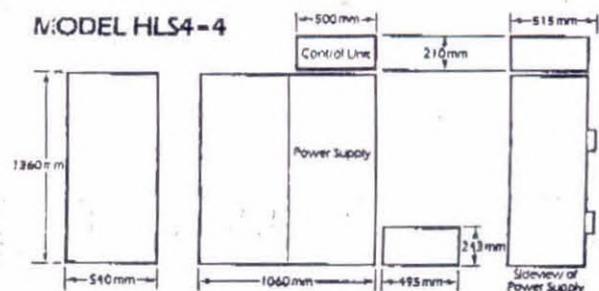
Wavelength	694.3 nm
Pulse Energy:	
Single Pulse	10 Joules
Double Pulse	4 to 5 Joules/pulse
Double Pulse Separation	1 to 800 microseconds
Pulse Duration (Nominal)	30 nanoseconds
Repetition Rate	Up to 2 ppm Up to 4 ppm optional at extra cost
Coherence Length	> 1 metre contour free on 90% of shots
Lamp Life	100,000 shots
Mode HLS4-2	
Supply Rating	2 kVA
Maximum Power Consumption	0.7 kW
Mode HLS4-4	
Supply Rating	5.2 kVA
Maximum Power Consumption	1.4 kW
Voltage	220, 240V 50Hz or 208V 60Hz
Water Flow Rate	Up to 6 litres/minute
Weight	
Laser Head	60 kg
Power Supply Unit	318+201 kg
Control Unit	14 kg
Water/Water Cooler	18 kg - 4 ppm only



MODEL HLS4-2



MODEL HLS4-4



Apêndice B

Este programa, gerado em Turbo Pascal, controla através da saída paralela da impressora o posicionamento de um motor de passo.

```
uses
  Crt, Printer;

var
  a : array[1..8] of integer;
  i, w, s1, s2, num, num1, num2 : integer;
  l0, R ,R1, R2, alfa1, alfa2, cont : real;
  OPCA0 : integer;
  ultimo : char;

procedure tempo;          { Este procedure controla o tempo de   }
var                       { saída dos dados na porta da impressora }
  k, z : array[1..2] of integer;  { devido ao problema de tempo de resposta }
                                     { do motor                          }
begin
  for k[1]:=1 to 100 do
  begin
    z[2]:=1;
    for k[2]:=1 to 110 do
    begin
      z[2]:=z[2] +1;
    end;
  end;
end;

procedure som;
begin
  s2:=0;
  sound(2000);
  for s1:=-32000 to 32000 do
  begin
    s2:=s2+1;
  end;
  nosound;
end;

procedure inicio;
begin
  case ultimo of
    'A' : i:=i-2;
    'R' : i:=i;
    'N' : i:=i-1;
```

```

end;
if i=0 then i:=8;
if i=-1 then i:=7;
for w:=num1 downto 1 do
begin
  ClrScr;
  gotoxy(20,10); writeln('Retornando para a posicao inicial.');
```

```

  gotoxy(35,12); write(w);
  write(LST,CHR(a[i]));
  tempo;
  i := i-1;
  if i=0 then i:=8;
end;
i:=1;
ultimo:='N';
R1:=0;
num1:=0;
ClrScr;
som;
gotoxy(25,10); write('Posicao atual : 0.0 mm');
```

```

gotoxy(30,12); write('TECLE ALGO');
readkey;
end;

procedure posicao;
begin
  ClrScr;
  gotoxy(10,10); write('Qual e a nova posicao (mm) ? R = ');readln(R);
  R2 := R;
  alfa2 := arctan(R2/10);
  {cont := (alfa2*54648)/(2*PI);}
  {num2 := trunc(cont/2);}
  cont := (alfa2*27400)/(2*PI);
  num2 := trunc(cont);

  if (num2 > num1) then
  begin
    case ultimo of
      'R' : i:=i+2;
      'A' : i:=i;
      'N' : i:=i+1;
    end;
  end;
  if i=9 then i:=1;
  if i=10 then i:=2;
  for w:=(num1+1) to num2 do
  begin
    ClrScr;
    gotoxy(30,10);
    writeln('Em movimento');
```

```

    gotoxy(35,12);
    write(w);
  end;
end;

```

```

    write(LST,CHR(a[i]));
    tempo;
    i:=i+1;
    if i=9 then i:=1;
end;
ultimo :='A';
R1 := R2;
num1:=num2;
ClrScr;
som;
gotoxy(25,10); write('Posicao atual : ',R2:4:1,' mm');
gotoxy(30,12); write('TECLE ALGO');
readkey;
end
else
begin
case ultimo of
'R' : i:=i;
'A' : i:=i-2;
'N' : i:=i-1;
end;
if i=0 then i:=8;
if i=-1 then i:=7;

    for w:=(num1-1) downto num2 do
    begin
        ClrScr;
        gotoxy(30,10); writeln('Em movimento');
        gotoxy(35,12); write(w);
        write(LST,CHR(a[i]));
        tempo;
        i:=i-1;
        if i=0 then i:=8;
    end;
    ultimo :='R';
    R1 := R2;
    num1:=num2;
    ClrScr;
    som;
    gotoxy(25,10); write('Posicao atual ',R2:4:1,' mm');
    gotoxy(30,12); write('TECLE ALGO');
    readkey;
end;
end;

    { Programa Principal }

begin
    { Parametro Inicial - distancia do espelho ao feixe do laser }
    l0:= 762.0; { mm }    { E considerado um angulo de 90 graus }

```

```

{ Tela }

textbackground(7);
textcolor(9);
ClrScr;
gotoxy(10,10);
write('Qual e a posicao atual (mm) ? : R = ');read(R);
R1:=R;
alfa := arctan(R1/10);
{cont := (alfa*54648)/(2*PI);}
{num1 := trunc(cont/2); }
cont := (alfa*27400)/(2*PI);
num1 := trunc(cont);

    { Controle das fases do motor }
{ a[1]:=8; a[2]:=12; a[3]:=4; a[4]:=6; a[5]:=2; a[6]:=3; a[7]:=1; a[8]:=9;}
a[8]:=8; a[7]:=12; a[6]:=4; a[5]:=6; a[4]:=2; a[3]:=3; a[2]:=1; a[1]:=9;

if R1=0 then
begin
    i:=1;
    ultimo:='N';
    write(LST,CHR(a[i]));
end;

OPCAO := 0;

while OPCA0 <> 3 do
begin
    ClrScr;
    gotoxy(10,10); write('Escolha a opcao : ');
    gotoxy(12,12); write('1.....Nova posicao');
    gotoxy(12,14); write('2..... Volta para a posicao inicial');
    gotoxy(12,16); write('3.....Finaliza');

    gotoxy(40,20); readln(OPCAO);
    If (OPCAO <> 3) then
    case OPCA0 of
        1 : posicao;
        2 : inicio;
    end
    else
    begin
        ClrScr;
        gotoxy(20,10); write('Finalizando - TECLE ALGO ');
        readkey;
    end;
end;
end.

```

Apêndice C

Este programa , que ainda se encontra em desenvolvimento, utiliza o MATHEMATICA e o pacote OPTICA para simular o sistema multipassagem no tokamak ETE.

```
Clear[];
(*Espelho1*)      (*Espelho2*)
x1=1300;          x2=-1300;
y1=0;            y2=0;
z1=-40           z2=25;
r1=1300;         r2=1300;
diam1=100;       diam2=100;
esp1=10;         esp2=10;
THETA1=1.66;     THETA2=-1.2;

(*Laser*)                (*tela*)                (*lente*)
Xlaser=3500;             Xtela=0;                Xlente=3000;
Ylaser=0;                Ytela=0;                Ylente=0;
Zlaser=35;               Ztela=0;                Zlente=30;
deltaTHETA=0;            tamTELA=50;            diamlente=40;
                        esplente=5;
                        focolente=3000;

(*calculo*)

theta1 = -THETA1*Pi/180//N;
theta2 = -THETA2*Pi/180//N;
deltatheta = deltaTHETA*Pi/180//N;
thetalaser = (Pi + deltatheta + ArcTan[Zlaser/Xlaser])/N;

(*sistema*)

espelho1 = ReverseMigration[
  Move3D[
    SphericalMirror[r1,diam1,esp1],
    {x1,y1,z1},{Cos[theta1],0,Sin[theta1]},0]];
espelho2 = ReverseMigration[
  Move3D[
    SphericalMirror[r2,diam2,esp2],
    {x2,y2,z2},{-Cos[theta2],0,Sin[theta2]},0]];

tela = Move3D[Screen[tamTELA],{Xtela,Ytela,Ztela},
  {1,0,0},0];

janela1 = Move[PinHole[152,98.6],{1003.7,0,0}];
janela2 = Move3D[PinHole[152,98.6],{928,0,0},
  {-0.966,0.259,0},0];
```

```

janela3 = Move3D[PinHole[152,98.6],{-391.2,0,0},
  {0.966,0.259,0},0];
janela4 = Move[PinHole[152,98.6],{-466.9,0,0}];

laser = Move3D[
  Ray[WaveLength->0.6943],{Xlaser,Ylaser,Zlaser},
  {Cos[thetalaser],0,Sin[thetalaser]},0];
laser1 = { Move3D[
  Ray[WaveLength->0.6943],{Xlaser,Ylaser,Zlaser},
  {Cos[thetalaser],0,Sin[thetalaser]},0],
  Move3D[
  CircleOfRays[10,NumberOfRays->4,
  WaveLength->0.6943],{Xlaser,Ylaser,Zlaser},
  {Cos[thetalaser],0,Sin[thetalaser]},0]};

lente = Move3D[
  PlanoConvexLens[focolente,diamlente,esplente],
  {Xlente,Ylente,Zlente},{Cos[thetalaser],0,
  Sin[thetalaser]},0];

limites = Boundary[5000];

sistema = DrawSystem[{limites,laser1,lente,espelho1,
  janela1,janela2,tela,janela3,janela4,
  espelho2,limites},
  GenerationLimit->100,Boxed->False];

```

Referências

- Bern96** L. A. Berni; “Espalhamento Thomson no Toróide Compacto TC-1”; *Tese de doutorado, IFGW / UNICAMP, Agosto de 1996*
- Dyll88** H. F. Dylla; “Glow discharge techniques for conditioning high-vacuum systems”; *J. Vac. Sci. Technol. A6(3), May / Jun 1988*
- Evan69** D. E. Evans, J. Katzenstein; “Laser light scattering in laboratory plasmas”; *Rep. Prog. Phys. 32, 207, 1969*
- Govi70** R. P. Govier, G. M. McCracken; “Gas Discharge Cleaning of Vacuum Surfaces”; *J. Vac. Sci. Technol., vol. 7, nº 5, 552-556, 1970*
- Lud93** G. O. Ludwig; “Anteprojeto de Engenharia do Tokamak ETE”; *Relatório interno INPE-5529-PRE/1796, INPE - São José dos Campos, 1993*
- Saib95** G. Saibene, A. Rossi, R. D. Monk, J. Orchard, P. Andrew, R. Barnsley, D. Cushing, P. J. Coad, S. Davies, K. Erents, H. Y. Guo, K. Lawson, J. Ligertat, G. Matthews, G. Slips, M. Stamp, A. Tanga ; “Review of vacuum vessel conditioning procedures at JET and their impact on plasma operation”; *Journal of Nuclear Materials 1995, 617 - 622*
- Shel75** J. Sheffield; “Plasma scattering of Eletromagnetic Radiation”; *Academic Press, New York, 1975*