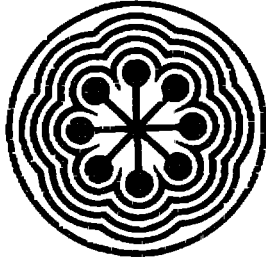


**instituto nacional de investigaciones nucleares**



**FUENTE DE PLASMA POR MICROONDAS:  
DESCRIPCION DE DISEÑO**

Enrique Camps, Oscar Olea,  
Roberto Andrade, Gerardo Anguiano

**INSTITUTO NACIONAL DE INVESTIGACIONES NUCLEARES**  
Gerencia de Investigación Básica  
Reporte Técnico IB-92-11  
Proyecto AA-166  
Marzo 1992.

## Resumen

Se describe el diseño de un dispositivo para la formación de un plasma con densidades del orden de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  y bajas temperaturas ( $T_e \sim 40 \text{ eV}$ ). Para tal fin se realizará en el dispositivo una descarga de microondas ( $f_o = 2.45 \text{ GHz}$ ) en un resonador de alto factor  $Q$ , inmerso en un campo magnético externo estático. El dispositivo trabajará en el régimen  $\omega_{ce} \leq \omega_o/2$  ( $\omega_{ce}$ - frecuencia ciclotrónica de los electrones,  $\omega_o = 2\pi f_o$ ), en donde es posible la excitación de fenómenos *no* lineales de transformación de ondas.

## 1 Objetivo

El presente reporte de trabajo tiene como objetivo la descripción del diseño de una fuente de plasma creada mediante una descarga de microondas en un resonador inmerso en un campo magnético externo, con el propósito de ser aplicado a la solución de diferentes problemas tecnológicos, con mayor efectividad de trabajo, respecto de los métodos convencionales.

Las aplicaciones que se pretende dar al dispositivo que se describe aquí se pueden dividir en dos partes:

- a) aplicaciones que involucran directamente al plasma formado
- b) aplicaciones para las cuales será necesario extraer un haz de iones del plasma formado.

En relación al punto a) se planea: 1) crecer películas delgadas de silicio amorfo, para la fabricación de celdas solares, 2) realizar el tratamiento de semiconductores con un plasma de hidrógeno, con el objeto de eliminar defectos electrónicos en dispositivos semiconductores y lograr así un control de sus características, 3) realizar experimentos de nitruración de metales.

Respecto al punto b) se planea extraer un haz de iones para su utilización en implantación iónica. Este trabajo involucra la fabricación de un sistema acelerador del haz, trabajo que se hará en una etapa posterior. En esta fase se planea obtener un haz de iones del orden de  $80mA/cm^2$  con una energía de 3 KeV.

Estas aplicaciones representan una primera etapa de trabajo con el dispositivo que se construirá y no se limitan a las mismas. Las posteriores aplicaciones dependerán de los contactos que se establezcan con otras instituciones.

## 2 Introducción

El interés por el plasma de bajas temperaturas, en los últimos años, ha ido en constante aumento debido a sus aplicaciones de tipo tecnológico.

El rango de aplicación de la fabricación de materiales mediante plasmas, es bastante amplio y abarca desde crecimiento de películas delgadas de diferentes materiales, polimerización plásmica y fabricación de microcircuitos hasta endurecimiento de herramientas, soldadura, fundición, síntesis de polvos puros y ultrafinos,

formación de cerámica de alto rendimiento incluyendo los superconductores de alta temperatura, etc. Como puede verse, esta es una rama de la física que requiere de una muy estrecha interacción con otras disciplinas y definitivamente requiere de investigaciones conjuntas de las universidades y la industria.

Existe una gran perspectiva comercial en el uso de la metalurgia de implantación iónica con el fin de reducir fricción y desgaste [1]. La implantación puede aumentar el tiempo de vida y mejorar la formación de componentes críticos. Así mismo, se ha logrado mejorar en factores de 2 a 10 el tiempo de vida de algunos metales, usados para herramientas. Algunos estudios preliminares muestran que estos factores pueden ser de hasta 400.

El plasma que contiene flúor se utiliza en la tecnología de semiconductores para la limpieza previa a la colocación de cubiertas metálicas de una o varias capas, para la formación de vidrio pasivado, para la unión de conductores y recubrimiento con oro.

En el ataque químico de superficies se utiliza el plasma que contiene iones químicamente activos, además de los electrones libres y radicales varios que existen en el plasma. El ataque químico de superficies con el método plásmico presenta una serie de ventajas ante el tratamiento químico tradicional, entre ellas podríamos mencionar las siguientes:

1. no es necesario utilizar reactivos químicos caros y contaminantes.
2. el método es más rápido y barato.
3. la productividad puede ser aumentada.
4. la dispersión de parámetros en las muestras es menor.

Con frecuencia surge la necesidad de mejorar el brillo o la capacidad de reflexión de la superficie de algunos materiales. Esto se logra creando una capa delgada de aluminio o de otros recubrimientos metálicos en plásticos, vidrios o metales tratados previamente. Estos recubrimientos tienen el defecto de tener poca adhesión y la sola acción atmosférica sobre ellos puede destruirlos. Para evitar esto sobre ellos se coloca una película delgada que sirve de defensa.

Con ayuda de la llamada polimerización plásmica en una cámara de vacío, es posible colocar encima del recubrimiento de aluminio una película delgada orgánica. La sustancia que se usa como recubrimiento tiene una mayor resistencia, comúnmente se usa el óxido de silicio ( $SiO_2$ ).

Las películas delgadas ( $\sim \mu$ ) de silicio dopado con oxígeno se usan como parte de los esquemas de pasivación en dispositivos semiconductores de alto voltaje, como los transistores de deflexión en los televisores. Estas películas protegen al sustrato que se encuentra por debajo de ellos, de la influencia de campos externos y pueden ser usados en capas tipo *n* o *p*. Se depositan a partir de la descomposición reactiva del silano ( $SiH_4$ ) con el óxido de nitrógeno ( $N_2O$ ).

Para la formación de capas de diferentes materiales, se utiliza el método de bombardeo iónico del cátodo. Los iones se extraen del plasma (normalmente de argón) previamente formado. Han sido medidos los gastos energéticos y las velocidades de formación de capas de diferentes materiales [2,3] mostrando así su eficiencia.

Para evitar el deterioro de las propiedades ópticas de algunas superficies, que con frecuencia se ensucian de sustancias orgánicas, películas de polímeros o microorganismos, se utiliza el oxígeno atómico que se forma en un plasma frío, de este modo se oxidan por completo las películas que ensucian la superficie, esto ocurre en un proceso seco gas-sólido [4].

El plasma frío de enlaces de flúor forma un polímero que se puede utilizar como recubrimiento de superficies ópticas. La película que se forma, protege a la superficie de la humedad conservando la transparencia óptica [5].

En 1969 [6] Chittick y otros publicaron sus resultados previos relativos a la formación de silicio amorfo hidrogenizado ( $\alpha$ -Si:H) y su aleación con fósforo, creando así una solución sólida de sustitución.

En 1976 Spear y otros [7] estudiando en detalle las propiedades de la película  $\alpha$ -Si:H aleada con diferentes mezclas, crearon por primera vez, las transiciones p-n en el  $\alpha$ -Si.

Las primeras celdas solares en base al  $\alpha$ -Si:H se crearon en los laboratorios de la RCA [8].

Después de que fue demostrada la posibilidad de utilización del  $\alpha$ -Si:H en las celdas solares, este material concentró el interés de todos los investigadores. La tecnología de preparación de las celdas solares en base al proceso de formación de películas delgadas de  $\alpha$ -Si:H en la descarga de resplandor (precipitación plásmica), al parecer es uno de los procesos que podría ser utilizado con éxito para la creación de celdas solares baratas de gran área en condiciones de producción en línea [9]. El costo del material utilizado resulta muy bajo, ya que los elementos solares con características aceptables pueden ser preparadas en base a películas

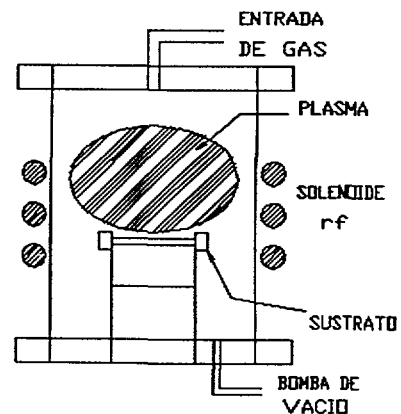
delgadas del material ( $a-Si:H$ ) con un grosor de  $1\ \mu$ , cuya precipitación se realiza directamente de la materia prima original o sea  $SiH_4$  sin procesos intermedios de transformación en barras o polvo de silicio, ya que durante la descarga en el gas de  $SiH_4$  se produce la película delgada. En una película delgada de  $a-Si:H$  de  $1\ \mu$  se absorbe hasta un 70 % de la radiación incidente con energía mayor que 1.6 eV. El coeficiente de eficiencia teóricamente puede alcanzar hasta un 15% [10,11].

Los dispositivos creados para la formación de películas delgadas se pueden dividir en dos grupos dependiendo del método de transmisión de la energía de alta frecuencia al plasma.

Originalmente la formación de a-Si (silicio amorfo) en descarga de resplandor la realizó Sterling [12] en un sistema inductivo, fig 1. Estos sistemas se utilizan aún para la formación de muestras de áreas pequeñas.

Estos dispositivos trabajan a presiones en el intervalo 0.1-1 torr, la frecuencia de trabajo es 13.56 MHz. La película crece en contacto directo con el plasma, por lo que sus propiedades dependen en forma crítica de la interacción que ocurre en la superficie. Para obtener una buena repetitividad en los experimentos con estos dispositivos es necesario vigilar todos los parámetros con mucho cuidado. La velocidad de formación de la película en estos dispositivos es del orden de  $1\ \text{Å/s}$ .

fig.1. Sistema Inductivo para el crecimiento de películas o pasivación de semiconductores en descarga de resplandor.

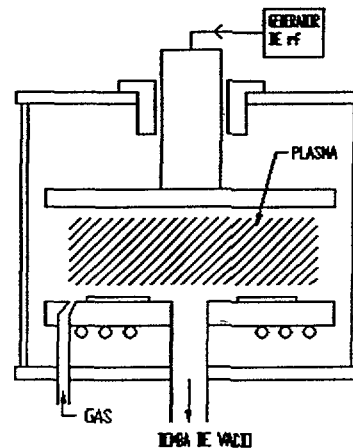


Otro tipo de dispositivos son los llamados sistemas capacitivos, fig.2. La ventaja de este sistema respecto al inductivo consiste en la facilidad con la que el área de las películas formadas puede ser aumentada.

El electrodo superior donde se colocan las muestras puede ser aterrizado o bien conectado al generador de alta frecuencia, en este último caso el sostenedor de

la muestra se encuentra bajo un pequeño potencial negativo, que como mostró Knights [13] puede influir sobre las propiedades del material.

fig.2. Sistema Capacitivo de placas paralelas.



Desde luego este tipo de máquinas son únicamente de tipo experimental y es poco probable que alguna de ellas pueda dar buenos resultados a escala industrial. El proceso de industrialización de la descarga de radiofrecuencia comenzó probablemente en 1981 cuando en Grenoble la corporación SANYO presentó su diseño para producción en masa de dispositivos a-Si [14].

La introducción de hidrógeno atómico en la estructura monocristalina de los semiconductores, a partir de su interacción con un plasma de hidrógeno es un método efectivo de pasivación de los centros eléctricos activos [15]. El efecto de la pasivación supuestamente está relacionado con la formación de enlaces defecto-hidrógeno en el proceso de difusión del hidrógeno atómico en el volumen del semiconductor y por sus consecuencias es análogo a una limpieza efectiva del material.

Después de la introducción del hidrógeno en el material, en la capa saturada de hidrógeno se observa un aumento sustancial de la resistencia específica en varios órdenes, así mismo una disminución importante de la concentración y un aumento de la movilidad de los portadores de carga libres. Así pues, la introducción de hidrógeno atómico en el semiconductor es un método que permite en forma efectiva controlar las propiedades del mismo.

Para la introducción de hidrógeno atómico en los cristales de los semiconductores, actualmente es muy común utilizar el plasma formado en descargas de alta frecuencia ya sean inductivos o capacitivos como los descritos anteriormente. La concentración de protones en un plasma de este tipo comúnmente es del orden de  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , lo que está condicionado por el tiempo de vida pequeño de las partículas



y por el carácter no resonante de la relación del campo de alta frecuencia con el plasma.

En el trabajo [16] se describe un método nuevo de pasivación de defectos de los semiconductores, basado en la neutralización de centros eléctricos activos en un plasma de hidrógeno a bajas temperaturas de la muestra ( $\sim 200$  °C).

En el trabajo se señala que el plasma de hidrógeno se utiliza con éxito en los experimentos con semiconductores amorfos, en donde el llenado de los enlaces libres con átomos de hidrógeno juega un papel muy importante. Se muestra que en el a-Si:H la efectividad de fotoluminiscencia está relacionado con la presencia de átomos de hidrógeno y que el tratamiento del silicio monocristalino en el plasma de hidrógeno conduce, en particular, a la disminución de corrientes inversas de fuga de la transición (junturas) p-n.

Los experimentos de tratamiento de materiales semiconductores en un plasma de hidrógeno se realizaron en un tubo de cuarzo donde con ayuda de electrodos externos de alta frecuencia se formaba el plasma. La frecuencia utilizada era de 14 MHz y la presión de trabajo de 0.38 torr. Primeramente se realizó el recocido de la muestra durante cuatro horas sin conectar la fuente de alta frecuencia, durante esto no se detectaron cambios de parámetros en la muestra. Después se trató la muestra en un plasma de hidrógeno durante cuatro horas a una temperatura en la muestra de 200 °C, este tratamiento conduce a una notable disminución de los defectos eléctricos. Al repetir el recocido prácticamente todos los defectos se restablecieron.

Los experimentos de pasivación en los monocristales de Arsenuro de Galio en un plasma de hidrógeno [17] mostraron que la trampa electrónica principal (EL2) después del tratamiento se vuelve inerte eléctricamente. Los autores llegan a la conclusión de que el proceso de pasivación tiene lugar gracias a la interacción del hidrógeno y los enlaces libres en el GaAs. En este experimento las muestras fueron tratadas en el plasma por un período de dos horas a una temperatura de 300 °C.

Resumiendo podemos decir que, en la actualidad, en muchos países existe una gran cantidad de dispositivos varios para la formación de películas delgadas o tratamiento de materiales. En estos dispositivos el plasma se forma comúnmente mediante descargas de alta frecuencia ( $\sim$  decenas de MHz) en sistemas inductivos o capacitivos como los descritos arriba. Como regla general, en estos dispositivos el plasma posee una densidad baja ( $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) y un coeficiente de ionización pequeño ( $< 10^{-4}$ ), lo que limita la velocidad de los procesos, el tiempo de producción de estos materiales o bien su tratamiento. Una serie de investigaciones [18] en esta área mostraron que para una más amplia utilización del método plásmico

en la industria es necesario aumentar su productividad. La mayoría de los trabajos dedicados a este tema, son básicamente empíricos, a consecuencia de lo que la física del proceso plásmico de formación, tratamiento o variación de parámetros de los materiales al ser tratados con el plasma queda poco estudiada.

Una parte importante de estos trabajos es el reconocimiento de la necesidad de un estudio más profundo del objeto que realiza todos estos procesos, o sea, el plasma, y la influencia de sus parámetros sobre las características de las muestras tratadas.

*Por ésto uno de los problemas de actualidad en la Física de Plasmas es la búsqueda de métodos alternativos (en comparación con los tradicionales) de formación de plasmas densos y de alto coeficiente de ionización, así como el estudio de la influencia de estos parámetros en la formación o tratamiento de materiales con el fin de controlar sus características.*

Un plasma que cumpla con estas características puede hallar aplicación no sólo en aquellos procesos que involucran la acción directa del plasma. El plasma denso es una fuente de iones que suministra altas densidades de corriente de partículas.

Por este camino, en la actualidad se están estudiando y desarrollando en forma intensiva las fuentes de iones del llamado tipo ECR (Electron Cyclotron Resonance) que por el método de formación del plasma se diferencian radicalmente de las fuentes de plasmas convencionales.

La primera de las diferencias consiste en la frecuencia de la onda electromagnética que genera al plasma, normalmente se utilizan frecuencias iguales o mayores a 2.45 GHz.

La densidad del plasma creado por microondas es una función de las oscilaciones plásmicas y se expresa como sigue:

$$n_e = \frac{m_e \omega_p^2}{4\pi e^2}$$

donde

$n_e$  - concentración del plasma ( $cm^{-3}$ )

$\omega_p$  - frecuencia plásmica

$e, m_e$  - carga y masa del electron

Cuando la frecuencia de las oscilaciones plásmicas ( $\omega_p$ ) iguala la frecuencia del campo electromagnético ( $\omega_o$ ) (debido al aumento de la densidad) se dice que se alcanza la densidad crítica del plasma  $n_{cr}$  y en lo consecuente la onda electromagnética empieza a reflejarse del plasma dejando sólo una pequeña parte de su energía en el mismo. Para el caso cuando  $f_o = \omega_o/2\pi = 2.45$  GHz el valor de  $n_{cr}$  es  $7 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ .

De lo anterior queda claro el porqué de la tendencia actual a aumentar la frecuencia del campo electromagnético. Sin embargo, el costo del aumento de la frecuencia (en las potencias usadas, que son del orden de cientos de watts) es muy alto y para fines de aplicaciones tecnológicas dejan de ser atractivos estos dispositivos.

La segunda diferencia importante de estos dispositivos consiste en la aplicación de un campo magnético externo lo que redundará en una mayor efectividad de trabajo, ya que en un plasma magnetizado (inmerso en un campo magnético) se producen diferentes tipos de ondas (propias del sistema) en cuyas resonancias es posible efectuar una mayor transferencia de energía a las partículas del plasma.

Las fuentes de iones del tipo ECR (ECRIS) son usadas ampliamente para la producción de iones de carga múltiple [19]. En estos aparatos los iones de carga múltiple se forman a través de los choques entre electrones e iones donde los electrones tienen mucha más energía que los iones. Los electrones se calientan en la resonancia electrónica, tanto el calentamiento como el confinamiento están fuertemente ligados al campo magnético. A partir de 1989 las fuentes ECRIS han comenzado a tener una importante aplicación en Física Nuclear, Atómica y de Altas Energías. Los nuevos procesos de ionización en grandes cantidades (bulk ionization) es una nueva área de aplicación de ECRIS que extenderá sus aplicaciones a los ionizadores de separadores de isótopos y flujos polarizados.

La necesidad de producir iones de alta carga ha sido el punto importante para el desarrollo de los ECRIS. Por primera vez una fuente de este tipo se utilizó en un ciclotrón en Karlsruhe en 1981, posteriormente fue utilizada por Cyclone (Bélgica), SARA (Francia), KVI-Groningen (Holanda) y Berkeley (Estados Unidos). Las ECRIS actualmente han desplazado a los dispositivos de formación de plasma por métodos convencionales (como son las fuentes de iones de descarga por arco) debido a las ganancias en intensidad y energía, así como en gastos de mantenimiento.

El récord de ionización lo tiene el dispositivo creado en Grenoble Francia llamado "Minimafios- 16 GHz" en donde se han producido iones tales como  $Ar^{+18}$  y  $Xe^{+32}$  [20].

Estas fuentes encuentran aplicación en otras áreas tales como la tecnología de separación por implantación de oxígeno (SIMOX), en donde utilizando una dosis del orden de  $10^{18}$  iones/cm<sup>2</sup> en silicio se forma una capa aislante de SiO<sub>2</sub>. Para estas aplicaciones se desarrollan ECRIS capaces de producir una densidad de corriente de 150 mA/cm<sup>2</sup> con un plasma de coeficiente de ionización en O<sup>+</sup> del 80%, en estos trabajos se reporta un tiempo de vida de la fuente de 200 horas [21].

Finalmente, podríamos mencionar una lista muy grande de aplicaciones de las ECRIS para la formación de las películas delgadas de distintos materiales, mencionaremos que la posibilidad de obtener corrientes del orden de 250 mA con energías de 3 Kev hace que estas fuentes sean cada día más utilizadas para realizar diferentes procesos tecnológicos.

### 3 Plasma Supercrítico

Las principales diferencias del presente diseño respecto a las fuentes de plasma arriba mencionadas se pueden resumir en dos grupos:

a) A diferencia de las descargas convencionales (inductiva o capacitiva), el plasma se forma por resonancia electrónica ciclotrónica (fuente tipo ECR).

b) A diferencia de las fuentes tipo ECR convencionales, en las que se trabaja en la resonancia, en esta fuente se tratarán de inducir fenómenos *no* lineales de transformación de ondas electromagnéticas, para lo que el valor del campo magnético externo se disminuye a la mitad de su valor de resonancia, esto es, el régimen de trabajo de esta fuente será la mitad de la resonancia electrónica ciclotrónica.

El punto b) representa la base física sobre la cual se realizará el diseño de la fuente de plasma. Como es sabido, al interactuar un campo externo de alta frecuencia con un plasma no homogéneo es posible realizar la transformación lineal de la onda externa con su consecuente decaimiento paramétrico (surgimiento de inestabilidades paramétricas) que conduce a una absorción anormalmente grande de energía de la onda electromagnética (EM) externa (onda de bombeo) y a la formación de un plasma con densidad mayor que la crítica (plasma supercrítico) y con un alto coeficiente de ionización.

De la teoría lineal de propagación de ondas en un plasma sabemos que una onda con frecuencia menor o igual a la frecuencia plásmica ( $\omega_p$ ) no puede propagarse en el plasma, ya que para esta onda el medio (o sea el plasma) tiene una constante dieléctrica negativa o nula (respectivamente), y por lo tanto esta onda debe reflejarse, en lugar de ser absorbida por el plasma.

Sin embargo, es conocida la existencia de dos mecanismos lineales de absorción (sin colisiones) de ondas en el plasma, éstas son el decaimiento ciclotrónico y el decaimiento de Landau. Así mismo es conocido [22] que fuera de la región de las resonancias ciclotrónicas, únicamente las ondas plásmicas pueden ser absorbidas eficientemente.

En un plasma no homogéneo puede surgir una relación entre la onda electromagnética externa y las ondas plásmicas, si existe una región donde el coeficiente de refracción de estas ondas tiene valores cercanos. En estas condiciones ocurre la transformación de la onda electromagnética (que incide al plasma) en una plásmica que puede ser absorbida en este medio eficazmente. Aquí la influencia de la no linealidad puede ser considerada pequeña si:

$$V_E \ll V_{Te} \quad (1)$$

donde  $V_E = eE/m_e\omega_o$  es la velocidad de los electrones debida al campo eléctrico de la onda ( $E, \omega_o$  -intensidad y frecuencia del campo eléctrico),  $V_{Te}$  -velocidad térmica de los electrones.

Bajo la influencia de una campo electromagnético fuerte (cuando deja de cumplirse (1)), los parámetros que caracterizan al plasma comienzan a variar en el tiempo, lo que conduce a la posibilidad del desarrollo de inestabilidades paramétricas. El desarrollo de estas inestabilidades cambia las propiedades del plasma y puede ser determinante para todo el carácter de la interacción de la radiación con el plasma. Una peculiaridad importante de las inestabilidades paramétricas consiste en que el espectro de las oscilaciones plásmicas, se localiza en el rango de frecuencias comparable con la frecuencia del campo de bombeo o bien en un rango de menores frecuencias.

Una parte importante en la teoría lineal de transformación ocupa el problema acerca de la misma de ondas. De acuerdo con cálculos teóricos [23], la efectividad de la transformación depende del parámetro "l" que determina el gradiente relativo de la concentración en el punto crítico  $x_o$  (donde los coeficientes de refracción se igualan) y del coeficiente que caracteriza la profundidad de penetración del campo en el plasma. El grado de influencia de estos parámetros se determina por las dimensiones características del plasma "L". El análisis muestra [23] que las condiciones más propicias para la transformación se logran en el caso cuando las dimensiones del plasma son comparables con la longitud de onda del campo electromagnético y la efectividad disminuye al aumentar o disminuir las demensiones "L". En el caso, cuando las dimensiones del plasma son mucho mayores que la longitud de onda, la efectividad de transformación se determina exclusivamente por la penetración de la onda en el plasma. En un plasma homogéneo (cuando  $L \gg \lambda_o$ ) existe una region opaca (no transparente, region de barrera). En el rango de altas frecuencias se puede disminuir el efecto de barrera mediante la transformación de la onda ordinaria en una extraordinaria [22], la cual a su vez se transforma en una onda plásmica. La disminución del efecto de barrera se puede lograr, a través de la inhomogeneidad del campo magnético, disminuyendo su magnitud en la dirección de propagación de la onda.

Estos efectos con éxito se utilizan en dispositivos destinados a lograr la fusión termonuclear [24,25].

Como se mencionó antes, al dejar de cumplirse la relación (1) empiezan a surgir y a afectar la interacción de ondas con el plasma los efectos no lineales, que se manifiestan en que la reacción del medio al interactuar con los campos electromagnéticos fuertes, ya no se puede considerar proporcional a la intensidad del campo eléctrico, la dependencia se vuelve más compleja.

La acción de campos externos fuertes sobre el plasma puede conducir a la excitación de las oscilaciones propias del plasma y a la interacción no lineal de estas últimas con los campos externos. En dependencia de las condiciones de interacción (por ejemplo existencia de resonancias), los procesos no lineales pueden ser esenciales aún con valores pequeños, (fácilmente obtenibles en el experimento) de campo eléctrico.

Para el surgimiento de transformación de energía, relacionada con el desarrollo de inestabilidades paramétricas, la intensidad del campo de la onda debe superar un cierto valor umbral, característico de cada proceso paramétrico. Los valores umbral del campo eléctrico, para el caso de un plasma homogéneo magnetizado se dan en el trabajo [24] (para el caso de un plasma isotrópico no homogéneo los valores se dan en [27]). Sin embargo, si la frecuencia del campo externo es cercana a la de la frecuencia electrónica de Langmuir (frecuencia plásmica de los electrones) las inestabilidades paramétricas pueden surgir con valores de umbral del campo  $\vec{E}$  considerablemente menores [28]. En estas condiciones es suficiente si la condición (1) se transforma en

$$V_E \leq V_{Te} \quad (2)$$

En base a lo anterior podemos establecer tres criterios importantes para el diseño del dispositivo que se pretende construir:

1.- Debido a que el plasma se forma en la resonancia ciclotrónica, y como la frecuencia del magnetrón es fija e igual a 2.45 GHz, el dispositivo debe contar con un sistema de bobinas que pueda producir un campo del orden de 1000 gauss (la resonancia corresponde a 850 gauss). Además el campo magnético externo deberá poder variarse fácilmente.

2.- Para mejorar la efectividad de la transformación lineal, después de formar el plasma, el campo externo deberá disminuirse hasta casi la mitad de su valor inicial (de resonancia). De acuerdo con los criterios de efectividad de este proceso, la longitud característica del plasma debe ser comparable con la longitud de onda

del campo electromagnético. El dispositivo que se construirá formará un plasma cilíndrico cuyo diámetro será  $\approx \lambda_0/2$ .

3.- Se deberá construir un resonador de alto factor  $Q$ , de modo que con poca potencia se pueda aumentar el valor de la intensidad del campo eléctrico a fin de lograr la relación (2) y por consiguiente los fenómenos paramétricos. Como se verá más adelante si  $Q = 800$  entonces el valor de campo eléctrico en el resonador tiene un valor de 700 V/cm para una potencia de 100 watts. Este valor de  $E$  permite observar fenómenos paramétricos de transformación.

Estos tres puntos serán la base para realizar el diseño del dispositivo que se planea construir.

Además de los puntos anteriormente citados, cabe mencionar que debido a las necesidades de trabajo será conveniente tener en este dispositivo un vacío base no mayor a  $10^{-7}$  torr. En base a este dato se hará el diseño correspondiente del sistema de vacío.



## 4 Descripción del Diseño

El dispositivo constará de cuatro partes principales: 1) Sistema de vacío, 2) Sistema de formación del campo magnético externo, 3) Sistema de microondas y 4) Sistema de extracción de iones. El esquema del dispositivo se muestra en la fig. 3.

### 4.1 Sistema de Vacío

El sistema de vacío comprenderá el equipo para desalojar el gas residual, así como la cámara de estudio (E en fig.3) y el tubo de vidrio pyrex (I en fig.3) donde se encontrará el gas que va a ionizarse. En este último caso se utilizará una unión vidrio pyrex-acero inoxidable a la que se le adaptará una brida para sello metálico, con el objeto de conectar este tubo a uno de los accesos de la cámara. El sello metálico es indispensable debido a que en esta región del dispositivo, el calor transmitido por el plasma a la cámara de reacción eleva considerablemente la temperatura ( $\geq 200\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) del sello por lo que uno de viton no resistiría.

#### Cámara de estudio.

Antes que todo, la región de la muestra (cámara) y el medio circundante al plasma generado, deben estar extremadamente limpios, con esto queremos decir, que la cámara de estudio, se debe mantener constantemente libre de átomos o moléculas extrañas. Por tal motivo, solo materiales especiales de presión de vapor se emplearon en la construcción de esta cámara. Los materiales comunmente utilizados son : acero inoxidable, cobre, cuarzo , pyrex y cerámicas ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ).

La cámara de estudio (o de reacción) se construirá en base a un cilindro de acero inoxidable no magnético de 15 cm de largo y 15 cm de diámetro, con 6 accesos adaptados, 4 de los cuales podrán ser cerrados con vidrios de cuarzo o pyrex, soportando el vacío con sellos de viton. De los dos restantes accesos uno de ellos será conectado al equipo de vacío mediante un tubo de adaptación de 7 cm de diámetro interno, la conexión de la cámara con este tubo se hará mediante un sello metálico, el otro acceso será para conectar el tubo contenedor del gas descrito antes. Los detalles de construcción de la cámara se muestran en la fig.4.

La fuente de plasma por Resonancia Ciclotrónica-Electrónica (RCE), mediante descarga de microondas en alto vacío, requiere para condiciones apropiadas de funcionamiento, de un sistema de bombeo adecuado para producir una presión final de rango  $10^{-6} - 10^{-7}$  torr en la cámara de estudio.

Debido a que la tecnología de vacío, se extiende sobre un amplio rango de presión, aún no se desarrolla una bomba de extracción única, capaz de bombear o evacuar de cualquier contenedor, a partir de la presión atmosférica, valores de alto o ultra-alto-vacío. Por tanto, es práctica común combinar varios tipos de bombas con diferentes principios fisicoquímicos, para esquemas específicos de vacío.

El enrarecimiento en el interior de un contenedor de cualquier compuesto o elemento químico gaseoso, representa un aumento directo en la longitud del recorrido libre medio molecular, lo que se traduce, como un aumento relativo de las dimensiones de la vasija que contiene el gas, y evita así, posibles colisiones secundarias indeseables. El termino “vacío”, indica un espacio del cual se ha removido el aire y otros gases reactivos o inertes mediante diversos mecanismos fisicoquímicos.

En nuestro caso, para lograr este alto vacío, se cuenta con una configuración basada esencialmente de una bomba mecánica de apoyo, conectada directamente a una bomba de difusión que permite al sistema de investigación un bombeo dinámico constante, apoyados además, por una bomba iónica que constituye el bombeo estático. Todo conectado a la cámara de estudio de aplicaciones múltiples.

#### Bomba mecánica.

Es una bomba mecánica de apoyo para vacío de paletas rotatorias (BPR) DUO 060 A , diseñada para funcionar con dos etapas de bombeo. Son ampliamente utilizadas, debido principalmente a que desarrollan el trabajo rudo, de luchar contra la presión atmosférica ( $\sim 10^3$ ) hasta niveles de vacío de  $10^{-3}$  torr .

El diagrama de la figura 5 , muestra los componentes esenciales de este tipo de bomba, la eficiencia de diseño de esta bomba es de  $10^{-1}$  mbar para un tiempo de bombeo de un minuto. Cuenta con una velocidad de bombeo de  $60 \text{ m}^3/\text{h}$  y una máxima elevación de temperatura para operación continua con lastre de aire de  $85^\circ\text{C}$ . Para el sellado y lubricación de las paletas rotatorias nos ajustamos al aceite especial requerido que demanda: baja presión de vapor a condiciones normales de temperatura, buena lubricación, estabilidad química para periodos prolongados de operación que evite desnaturalización de la estructura molecular, muy bajo grado de humedad y adsorción, sin olvidar que a altas temperaturas la viscosidad del aceite deberá mantenerse lo más constante posible.

#### Bomba de difusión.

La bomba difusora no puede descargar directamente a la atmósfera, por lo que requiere el auxilio de la bomba mecánica, para reducir la presión y permitir su operación. La bomba mecánica elimina el 99.99% del gas durante el proceso de

evacuación grueso, esto permite al sistema de difusión operar y lograr vacíos hasta  $10^{-9}$  torr.

Cuando la presión alcanza, para condiciones de experimentación en nuestro caso, un valor de  $10^{-6}$  torr, tenemos únicamente  $4 \cdot 10^{10}$  moléculas por cc y un camino libre medio de 50 metros, valor sobradamente mayor a las dimensiones de la cámara de estudio. Obviamente, la trayectoria de estas moléculas, esta limitada por las paredes del sistema.

Las moléculas del interior de la cámara provienen de pequeñísimas fugas o desadsorción de las superficies internas, y el proceso de extracción molecular se verifica con la ayuda de aceites pesados con presión de vapor muy bajas. El aceite se convierte en vapor, éste asciende por las columnas concéntricas emitiendo un chorro de moléculas de gas, la bomba de difusión lo mismo que la turbomolecular funcionan en base a la trasferencia de momento, la corriente de vapor de aceite a velocidades supersónicas arrastran las moléculas del interior, hacia la parte inferior de la bomba donde se comprimen y se extraen por la bomba mecánica, el aceite se condensa sobre las superficies frías hasta el depósito y repetir el ciclo.

La bomba difusora depende del fluido empleado, que por el uso se descompone produciendo fracciones moleculares de bajo peso molecular y bajo punto de ebullición, inútiles como fluidos de bombeo. Así que, después de prolongados periodos de operación, estas fracciones se acumulan, reduciendo la eficiencia de la velocidad de bombeo, siendo necesario limpiar y renovar el aceite.

La consola completa y el diagrama de la unidad de bombeo por difusión de aceite PLS O63 H Balzers, se muestra en la figura 6, representa una configuración lista para conectarse a condiciones de alto vacío. Esta configuración esta formada por una bomba mecánica auxiliar Pfeiffer OUO OO4A ( 208 V, 60 Hz ), con una velocidad de bombeo de  $4 \text{ m}^3/\text{h}$ . Apoyada por un multi-coolent Baffle BFA 063 M Balzers de acero inoxidable, que funciona como trampa fría para condensar el vapor de aceite, evitando que posibles moléculas pesadas hidrocarbonadas contaminen el sistema de estudio. Este sistema puede operar con refrigerantes como agua (nuestro caso), Freón o Nitrógeno líquido.

#### Bomba iónica .

Las bombas iónicas en su funcionamiento producen un vacío más limpio, ya que no utilizan fluidos , no tienen partes móviles y están libres de vibración, solo necesitan para su operación corriente eléctrica y pueden alcanzar presiones menores que  $10^{-10}$  torr. Su mecanismo de bombeo opera por ionización de gas por descarga

en cátodo frío confinado magnéticamente, las moléculas se extraen del sistema mediante proceso de combinación química y adsorción del gas en superficies internas. La bomba consta de dos placas de Titanio (Ti) que normalmente operan a un potencial de tierra, entre las que se localizan cilindros huecos de acero inoxidable que operan a voltajes de 5 KV. En el exterior de la bomba se colocan magnetos permanentes que proporcionan tensión de campo magnético superior a 1000 gauss, como se puede apreciar en la figura 7.

El cátodo (Ti) emite electrones hacia el ánodo, estos electrones por efecto de una combinación de campos eléctricos y magnéticos, se desplazan en trayectorias helicoidales con eje paralelo a la dirección del campo magnético. Los electrones transmiten su energía a las moléculas del gas hasta que al final se colectan, estas colisiones moleculares forman iones positivos, que se aceleran hacia el cátodo siguiendo trayectorias casi lineales golpeando las placas de Titanio con energías de varios cientos de eV, desprendiendo (sputtering) nuevos átomos de Titanio, hacia las paredes del ánodo o del contenedor, removiendo de esta manera, posibles contaminantes superficiales.

La velocidad de bombeo varía con la presión y con los diferentes gases, para gases orgánicos, gases activos, Hidrógeno y gases inertes, el mecanismo de bombeo es diferente. Para gases químicamente activos como : Oxígeno, Monóxido de Carbono, Nitrógeno o vapor de agua, se bombean por reacción con el Titanio enviado por erosión hacia la superficie del ánodo, estos gases son fácilmente extraídos por que forman compuestos estables de Titanio de baja presión de vapor.

El comportamiento del Hidrógeno es muy diferente, su pequeña masa le evita significativamente que sea erosionado del cátodo (Ti), se comporta muy semejante como lo hace la bomba de sublimación de Titanio. Inicialmente el Hidrógeno se bombea o evacua mediante un ión enterrador que lo golpea y favorece la difusión interatómica en el interior del volumen de la matriz de Titanio en forma de hidruro.

Los gases nobles no son bombeados tan eficientemente como los activos, a manera de comparación, las velocidades de bombeo tanto para aire, Nitrógeno y vapor de agua es del 100%, mientras que, para el Argón será de 24% y Helio 30%. Esto se debe a que su mecanismo de extracción, se verifica mediante el implantación por colisión atómica.

La vida media útil de una bomba iónica, aumenta conforme la presión de operación disminuye, así para su funcionamiento normal de operación en el rango  $10^{-6}$  torr, la vida de la bomba se puede traducir en 20 000 horas (sobre dos años), mientras que, para un valor de  $10^{-5}$  torr se reduce a 2000 horas, y en esa proporción

para otros valores. En nuestro sistema de vacío se conectó una bomba iónica *Veeco Maglon Andar modelo MI-75*, de capacidad de bombeo de 70 litros/seg, reguladas por una unidad de control *Vac Ion Pumps Control Unit 921-0061 Varian*.

Todos los sellos en las uniones al sistema de vacío de esta bomba, fueron de unión metal-metal, en particular se utilizaron anillos de cobre puro o anillos de cobre recubiertos de una película de  $20\mu$  de plata, como protección contra la oxidación de las partes expuestas a la atmósfera durante el horneado o exposiciones a sustancias corrosivas. Todas las bridas son de acero inoxidable, la alta calidad de este material, asegura que la orilla de corte fuerce al material de empaque (sello de cobre) no sólo en dirección axial, sino también en la radial hacia la brida, entonces el material se comprime y no puede fluir, aún a calentamientos altos ( $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), en buena conformidad con el coeficiente de expansión térmica del acero inoxidable y la baja dureza del cobre lo hacen un material muy apropiada para sellos de ultra-alto vacío.

La formación de escoriaciones en las paredes internas, origina corrientes de emisión de campo de las orillas afiladas, conforme se continúa el bombeo estas corrientes se incrementan hasta pequeños arcos que indican la necesidad de eliminar estas partículas mediante limpieza mecánica. Esta limpieza debe hacerse después de un tiempo de operación de 9000 horas a  $10^{-6}$  torr, además, los depósitos higroscópicos y absorción de hidrógeno en el interior de Titanio, origina deficiencias con la edad de la bomba. Durante la exposición al aire, los depósitos de los compuestos de Titanio adsorben vapor de agua los cuales al iniciar el funcionamiento de bombeo, el calentamiento origina la emisión del vapor de agua, provocando que las condiciones apropiadas requieran de un tiempo más prolongado.

#### Medidor de vacío.

Para la determinación de las pequeñas presiones en el sistema se utilizó una unidad *Pirani Cold Cathode Vacuummeter PKG 020 Balzers*, que permite cuantificar la presión total en el rango  $10^2 - 5 \times 10^{-8}$  mbar. Esta unidad consta de dos circuitos independientes de medición Pirani (TPR1 y TPR2) para rango de presión  $100 - 1 \times 10^{-3}$  mbar y un circuito de medición por cátodo frío (1KR) para rango de alto vacío  $5 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-8}$  mbar ( $1\text{ mbar} = 0.75\text{ torr}$ ).

Por razones físicas, la determinación de extensos rangos de presión no se puede efectuar por un método estándar, este modelo opera con dos diferentes principios que combinados se complementan, Pirani Gauge Principle y Cold Cathode Principle.

El término Pirani Gauge se asigna a cualquier tipo de medidor por conductivi-

dad térmica, donde un alambre caliente forma un brazo de un puente Wheatstone. Estos medidores son instrumentos que operan midiendo la razón de transferencia de calor entre un alambre caliente y sus alrededores. La conductividad térmica de los gases entre el alambre caliente y las paredes más próximas es una función de la presión del gas. Si un alambre con resistencia conocida que depende de la temperatura se calienta por una corriente y se coloca en un área de presión variable, la temperatura del filamento y por consiguiente su resistencia también cambiará dependiendo de la presión del gas. Su temperatura operacional es aproximadamente  $120^{\circ}\text{C}$ . El procedimiento de mantener la temperatura o corriente constante es más sensible y preciso debido a que, a temperatura constante la radiación y pérdidas finales también son constantes, además cuando la temperatura del alambre es constante, la sensibilidad del medidor no disminuye en la región de alta presión.

En lo que respecta al Cold Cathode Gauge, el medidor emplea un anillo de alambre como ánodo mantenido a un potencial de 2-10 KV entre dos placas aterrizadas. Alrededor del tubo se localiza un magneto permanente de aproximadamente 0.1-0.2 Tesla. Este arreglo de campos magnéticos y eléctricos provoca que los electrones viajen largas distancias en trayectoria espiral para finalmente colisionar con el ánodo. Estas prolongadas trayectorias aseguran un aumento considerable en la probabilidad de ionización, y por tanto, hace más eficiente la detección para corrientes totales típicas de 10-50 mA/Pa. El rango de operación de este medidor es de  $1 - 10^{-4}$  Pa, la operación del medidor llega a ser errática a presiones más bajas, debido a la dificultad de mantener la descarga. La corriente de descarga que se mantiene en la cámara de medición a baja presión depende, desde luego, del voltaje de descarga así como también del tipo de gas o mezcla de gases, y sobre todo de la presión. Si se conoce el tipo de gas y la descarga de voltaje se mantiene constante (estable a 3.3 KV en nuestro caso), la corriente de descarga es una medida que depende de la presión. Esto último representa el proceso común de calibración de los medidores, en nuestra unidad se calibró siguiendo las normas establecidas por el procedimiento de la Gerencia de Combustibles.

## 4.2 Sistema de Campo Magnético Externo

Este sistema constará de 4 solenoides (J en fig.3), de 16 cm de diámetro interno, 9.5 cm de ancho con un total de vueltas de alambre (NT) calibre 6 (con cubierta de doble aminadel) igual a 399, distribuidas en 21 capas (NC) cada una de 19 vueltas (NV). Cada uno de los solenoides tendrá un enfriamiento lateral con agua

circulante, lo que permitirá aumentar el tiempo de trabajo (aquí es necesario tener en cuenta que el trabajo de los solenoides será básicamente en régimen continuo). En la fig.8 se muestran los detalles de construcción de la pared interna de una de las bobinas.

La corriente (CR) en los solenoides podrá variarse desde 0 hasta 40 amperios, lo que corresponderá a una variación del campo magnético (en el centro de los solenoides) de 0 a 1000 gauss. Los solenoides se alimentarán con 2 fuentes de corriente tipo HP 6261B 40V 50A.

Las dimensiones de las bobinas se determinaron con ayuda de un programa escrito especialmente para este propósito (CFI.FOR [29]). Los valores de campo que proporciona el programa fueron comparados con mediciones experimentales. Para esto, se utilizó una bobina pequeña de 5.8 cm de diámetro interno con 88 vueltas de alambre AWG-6 distribuidas en 4 capas. Experimentalmente el campo se determinó utilizando el medidor de inducción magnética BELL 620 GAUSSMETER. Los resultados de esta comparación se muestran en la fig.9, de los cuales se puede ver que las diferencias entre los valores, en uno y otro caso, no superan el 10% del valor del campo. En esta figura el cero en el eje horizontal corresponde al centro de la bobina, NC es el número de capas, NV el número de vueltas por capa y RI es el radio interno. La comparación se hizo para dos valores de corriente (30 y 20 amperios).

En la fig.10 se muestra el perfil del campo, a lo largo del dispositivo para el régimen de arranque. El valor de campo mostrado corresponde al centro de las bobinas. En esta figura se muestra el campo necesario para el inicio de la descarga. Aquí el valor del campo en la región del resonador (en su parte central) es  $\sim 850$  gauss, lo que corresponde al valor de la resonancia ciclotrónica. En la fig.11 se muestra la variación radial del campo, para el caso del campo de trabajo, en la región donde se localizará el resonador.

### 4.3 Sistema de Microondas

Este sistema consistirá de un generador de microondas tipo magnetrón (F en fig.3), una guía de ondas (G en fig.1, C en fig.12), del resonador (H en fig.1, B en fig.12) y del sistema de conexión guía de onda-resonador.

El generador que se utilizará será un Raytheon PG10x1, de frecuencia fija  $f = 2.45$  GHz y potencia 100 W. El generador trabajará en régimen continuo.

Tanto el resonador como las guías de onda conectadas a éste serán construidas en bronce. El campo de alta frecuencia se transportará hasta el resonador a través de una guía de onda cilíndrica (C en fig.12) de 8.5 cm de diámetro interno. En esta onda se excitará una onda electromagnética tipo  $H_{11}$ , que para las guías de este tipo es el modo básico. El campo de la onda  $H_{11}$  en el plano de la sección transversal de la guía se muestra en la fig.13. Con líneas punteadas se muestra la configuración del campo eléctrico.

La longitud crítica se determina de la relación [30]:

$$\lambda_c = \frac{\pi D}{j'_{mn}},$$

donde  $D$ - es el diámetro interno de la guía y  $j'_{mn}$ - es la  $n$ -ésima raíz de la derivada de la función de Bessel  $J_m(x)$  sin tomar en cuenta la raíz  $x = 0$ .

Sustituyendo los valores ( $j'_{mn} = 1.84$ , ver [30]) obtenemos  $\lambda_c = 14.5$  cm. Para la frecuencia del generador que se utilizará, la longitud de onda es  $\lambda_o = 12.24$  cm, entonces como  $\lambda_o < \lambda_c$  la onda tipo  $H_{11}$  se propagará por la guía de onda.

El resonador cilíndrico se excitará en el modo  $TE_{111}$ . La distribución del campo eléctrico en éste se muestra en la fig.14. El diámetro del resonador es 14 cm. Es conocido que la presencia de perforaciones en el resonador, así como el vidrio pyrex (donde se encuentra el gas) producen una disminución del factor  $Q$  (y un aumento de la altura  $h$ ) respecto de las magnitudes calculadas teóricamente, por lo que en la construcción del resonador se implementó un dispositivo que permite variar la altura  $h$  del mismo suavemente desde 6 hasta 8 cm, de modo que se pueda afinar a la frecuencia de resonancia. El cálculo de la altura de resonancia ( $h$ ) se realizó de la siguiente forma [33]:

$$h = \frac{\lambda_o S}{\sqrt{4 - \left(\frac{\lambda_o}{a}\right)^2 \left(\frac{j'_{mn}}{\pi}\right)^2}},$$

donde  $a$  es el radio del resonador,  $S$  es el número de semiperíodos de la onda, que se acumulan a lo largo del resonador. En nuestro caso  $a = 7$  cm,  $S = 1$ ,  $j'_{mn} = 1.84$ , entonces obtenemos

$$h = 7.13 \text{ cm}.$$



Es posible calcular la intensidad del campo eléctrico en el resonador, afinado a la frecuencia del generador, utilizando las expresiones que determinan la distribución de los campos en el resonador  $TE_{111}$  [31]

$$\begin{aligned} E_\phi &= E_o J_1' \left( 1.84 \frac{r}{a} \right) \cos \phi \operatorname{sen} \pi \left( \frac{z}{h} + \frac{1}{2} \right), \\ E_r &= E_o \frac{J_1 \left( 1.84 \frac{r}{a} \right)}{1.84 \frac{r}{a}} \operatorname{sen} \phi \operatorname{sen} \pi \left( \frac{z}{h} + \frac{1}{2} \right), \\ E_z &= 0, \end{aligned}$$

donde  $E_{\phi,r,z}$  son las correspondientes componentes del campo eléctrico en coordenadas cilíndricas,  $E_o$  es el máximo valor del campo y  $J_1$  es la función de Bessel de primer orden.

De la definición de potencia (P) de la onda electromagnética, absorbida en el generador [31,34]:

$$P = \frac{\omega}{Q} \int_v W \, dv$$

donde  $Q$  es el factor de calidad del resonador,  $\omega$  es la frecuencia de la onda,  $W = \frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2}$  es la densidad de energía de la onda electromagnética ( $\epsilon = 10^7/4\pi c^2 \left[ \frac{\text{Farad}}{m} \right]$ ,  $\mu = 4\pi \cdot 10^7 \left[ \frac{\text{Henry}}{m} \right]$ ,  $c$  es la velocidad de la luz) se puede obtener una expresión para la densidad de energía eléctrica, que tiene la forma:

$$W_E = \frac{1}{2} \epsilon E^2 = \frac{QP}{0.238 \pi a^2 h \omega} \quad (3)$$

Sustituyendo aquí el valor de las constantes y de nuestros datos la relación (3) se puede escribir como

$$E_o = 2.37 \sqrt{QP} \frac{V}{cm}, \quad (4)$$

de esta expresión es posible obtener el valor del campo eléctrico máximo ( $E_o$ ), cuando suponemos que toda la potencia generada es introducida al resonador (o sea, cuando  $P = 100$  W), y que  $Q$  tiene un valor igual a 800, en estas condiciones obtenemos:

$$E_o = 676.0 \frac{V}{cm}, \quad (5)$$

esta cantidad permite fácilmente inicializar la descarga [32]. Por otro lado la relación 2 §3 se cumple, ya que para nuestro caso

$$V_{Te} = \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}} = 18.4 \cdot 10^5 \text{ cm/s},$$

y

$$V_E = \frac{eE_o}{m_e \omega_o} = 7.64 \cdot 10^5 \text{ cm/s},$$

(aquí supusimos una temperatura electrónica de 20 eV. Por lo tanto, con estos datos esperados, será posible la observación de fenómenos paramétricos.

El resonador tendrá en la pared opuesta a la entrada de la onda electromagnética (ver A en fig.12) una guía de onda de diametro tal que  $\lambda_o > \lambda_c$  de modo que en esta guía no se propaga la onda electromagnética. Por esta guía se introducirá el tubo de vidrio que contendrá al gas que se ionizará. El objeto de esta guía es evitar que la onda electromagnética salga del resonador e irradie al personal, por otro lado es posible mantener más tiempo la energía de la onda en la región del resonador.

El cálculo de esta guía se realizó en base a las siguientes consideraciones. El criterio de propagación de ondas en cualquier guía de onda es:

$$\lambda_o < \lambda'_c,$$

donde  $\lambda_o$  es la longitud de onda del generador y  $\lambda'_c$  es la longitud de onda crítica para el modo básico (modo  $H_{11}$  para las guías de onda cilíndricas). Cuando  $\lambda_o > \lambda'_c$  tenemos lo que se denomina como el régimen de corte y la propagación de la onda es aperiódica.

En la guía de onda de régimen de corte las componentes del campo varían según

$$E = E_o e^{-\alpha z} e^{i\omega t}, \quad H = H_o e^{-\alpha z} e^{i\omega t},$$

en donde la constante de decaimiento es:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda'_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda'_c}{\lambda_o}\right)^2}.$$

La relación entre las magnitudes de los campos que entran y salen de la guía es:

$$|E_{sal}| = |E_{en}| e^{-\alpha l},$$

donde  $l$  es la longitud de la guía de onda.

La magnitud de la disminución de la amplitud del campo eléctrico será:

$$L = 20 \log \frac{|E_{en}|}{|E_{sal}|} = 20 \log e^{\alpha l} \simeq 8.7 \alpha l \text{ [db]}.$$

En nuestro caso utilizaremos una guía de onda de 7 cm de diametro y 12 cm de longitud, entonces

$$\lambda'_c = 1.71 D = 11.97,$$

como  $\lambda_o = 12.24$  cm entonces  $\lambda_o > \lambda'_c$ . Por esto

$$L = 8.7 \alpha l = 8.7 \frac{2\pi}{\lambda'_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda'_c}{\lambda_o}\right)^2} \cdot l,$$

y  $L = 11.83$ , o sea, que la disminución de la señal por potencia será de 15 veces.

#### 4.4 Sistema de Extracción

La extracción de iones positivos del plasma se realizará a lo largo de las líneas del campo magnético externo, mediante un sistema óptico de tres electrodos con un orificio central. Los parámetros del sistema se calcularon según el trabajo [35] y esquemáticamente se representa en la fig.15.

El primer electrodo se encontrará bajo el potencial flotante del plasma que será elevado a un cierto potencial positivo con ayuda de un electrodo extra, que se introducirá al plasma por uno de los accesos de la cámara. Este electrodo tendrá que ser cubierto con vidrio al que se le harán unos orificios, esto con el fin de evitar arcos dentro del plasma. El segundo electrodo se encontrará bajo un potencial negativo del orden de 40 V y el tercer electrodo estará aterrizado. Con estos parámetros se espera obtener una densidad de corriente máxima de  $100 \text{ mA/cm}^2$  con un ángulo de dispersión de  $10^\circ$ .

#### Agradecimientos

Los autores desean expresar su agradecimiento a los técnicos mecánicos Pedro Alonso Jimenez y Raul Bernardo Suarez por el apoyo brindado en la construcción del sistema magnético, el resonador, la cámara de estudio y otras piezas del sistema de vacío. Así mismo deseamos agradecer al técnico electrónico Javier Silva Muñoz por su apoyo en la instalación del sistema electrico del equipo de vacío.

## REFERENCIAS

1. Dearnaley J., J. Metals, Vol. 34, No.18, 1982.
2. Dugdale R. A., Coad J. P., Sputter Ion Plating. Int. Conf. on Advances in Surface Coating Technology. London 1976.
3. Smith L., et. al., 170-th ACS National Meeting. Chicago August 27, 1975 (Polimer Chem. Div.)
4. Gillette Hollahan and Carlson. J. Vac. Sci. Technol. Vol. 7, p.524, 1970.
5. Hollahan J. R., Weydeven T., Proc. Soc. Optical Instrumentation Eng. Vol. 50, 1974.
6. Chittick J. H., et. al., J. Electrochem. Soc. Vol. 116, p.77, 1969.
7. Spear W. E., Lecomber P. G., et. al., Appl. Phys. Lett., Vol.28, p.105, 1970.
8. Carlson D. E., Wronski C. E., Appl. Phys. Lett., Vol.28, p.671, 1976.
9. Riddoch F., Wilson J.J.B., Solar Cells, Vol.2, p.141, 1980.
10. Mcmillan J.N., Peterson E.M., J. Appl. Phys. Vol.50, p.5238, 1979.
11. Carlson D.E. IEEE Trans. Electron. Div., ED-24, p.449, 1977.
12. Sterling H.F., Swann R.C.G., Solid State Electr., Vol.8, p.653, 1965.
13. Knights J.C., et. al., J. Non-Cryst. Solids, Vol.32, p.393, 1979.
14. Kuwano Y., Ohnishi M., J. Physique, Vol.42, C4, p.1155, 1981.
15. Pearton S.J., J. Electron Mater., Vol.14a, p.737, 1985.
16. Benton J.L., et. al., Appl. Phys. Lett. Vol.36, No.8, 1980.
17. Lagowsky J., et. al., Appl. Phys. Lett. Vol.41, No.11, 1982.
18. Schmitt J.P.M., XVI ICPIG Inv. pap. p.276, 1983.
19. Lyneis C.M., Antaya T.A., Rev. Sci. Instrum.Vol.61, No.1, 1990.
20. Geller R., et. al., Proc. Int. Conf. on ECR Ion Sources and their Applications. Michigan State University 1987.

21. Hipple J., Hayden C., Dionne G. *Rev. Sci. Instrum.* Vol.61, No.1 1990.
22. Kopecky V., Preinhaelfer J., *Rozpr. Csav. mpv.* Vol.93, No.5, 1983.
23. Golant V.E., Pilia A.D., *Sov. Phys. Uspekhy.*, Vol.104, No.3, 1971.
24. Pesic S., 11 *Eur. Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys.* pt.1, p.397, 1983.
25. Bulginsky D.G., et. al., 11 *Eur. Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys.* pt.1, p.457, 1983.
26. Porkolab M., *Nucl. Fusion*, Vol.18, No.3, 1978.
27. Gekker I.R., *Interacción de Campos Electromagnéticos Fuertes con el Plasma.* Moscú, Atomizdat, 1978.
28. Andriev N.E., Kiri A.Yu., Silin V.P., *Sov. Phys. JTEP.*, Vol.57, No.3, 1969.
29. Camps E., Muñoz A., *Diseño del Sistema Magnético de una Fuente de Iones Tipo ECR. Reporte de Trabajo, IBA-DF-90-03.* Mayo 1990.
30. Meinke J., Gundlaj F., *Manual Radiotécnico.* Gosenergoizdat, 1960.
31. Golant B.E. *Metodos de Alta Frecuencia para el Estudio de Plasmas.* Nauka. Moscú 1968.
32. Raiser Yu. P. *Física de la Descarga en Gases.* Nauka, Moscú 1987.
33. Heald M.A., Wharton C.B. *Plasma Diagnostics with Microwaves.* John Wiley & Sons., New York. 1968.
34. Camps E. *Tesis Doctoral.*
35. Semashko N.N., et. al., *Inyectores de Atomos Rápidos de Hidrógeno.* Moscú, Energoatomizdat 1981.

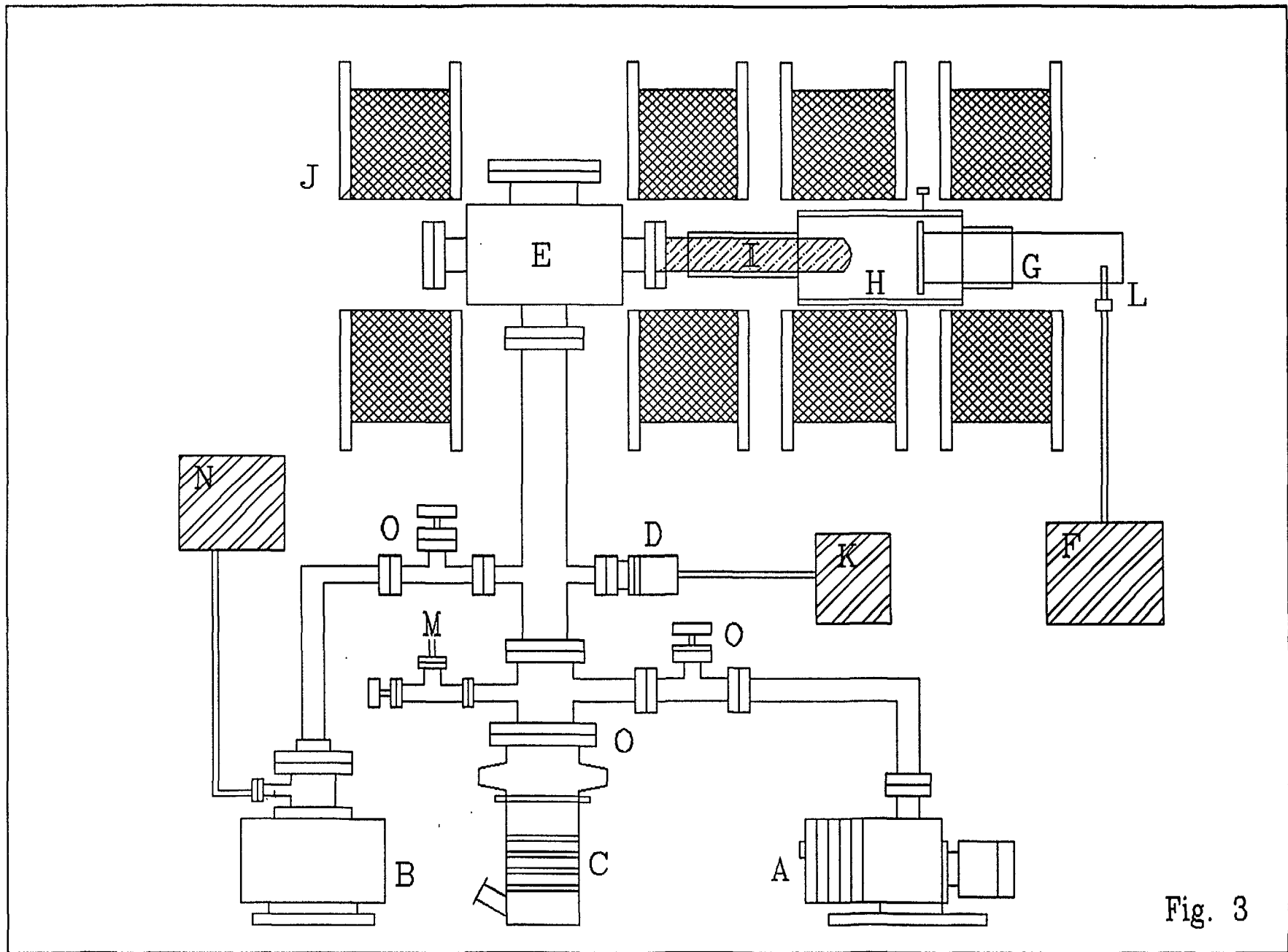


Fig. 3

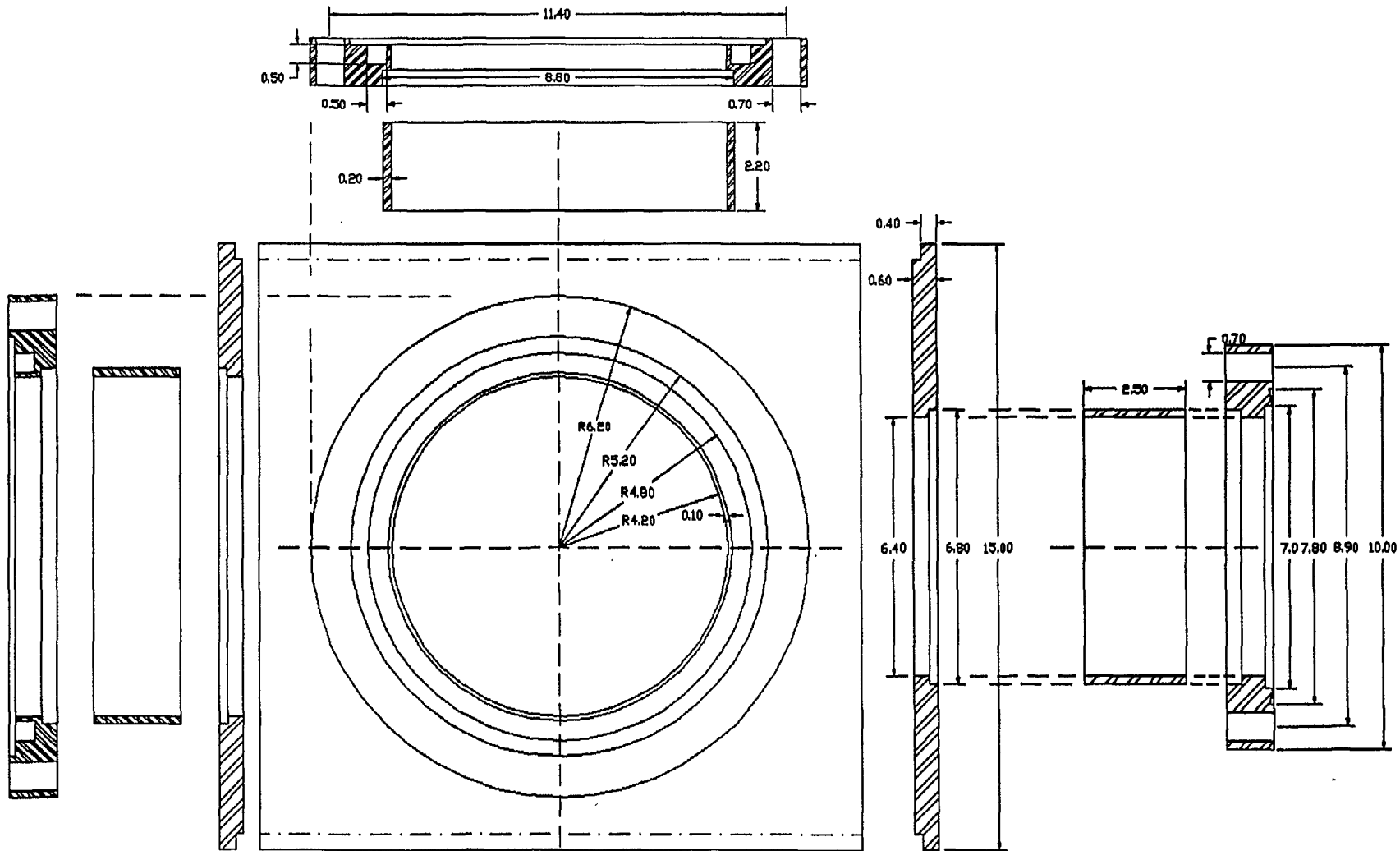


Fig.4. Camara de Estudio

PZA No. CANT.		NOMBRE		ACERO INOX	OBSERVACIONES
NOMBRE		FECHA		MATERIAL	
CONS.	R. ANDRADE	ININ		CENTRO NUCLEAR	
DIS.	E. CAMPS	PROYECTO		AA-168	
DIR.	O. OLEA	RESB.			
TITULO		CAMARA DE ESTUDIO		ADPT. CM	
V. 30		BY	PLANE	REV.	



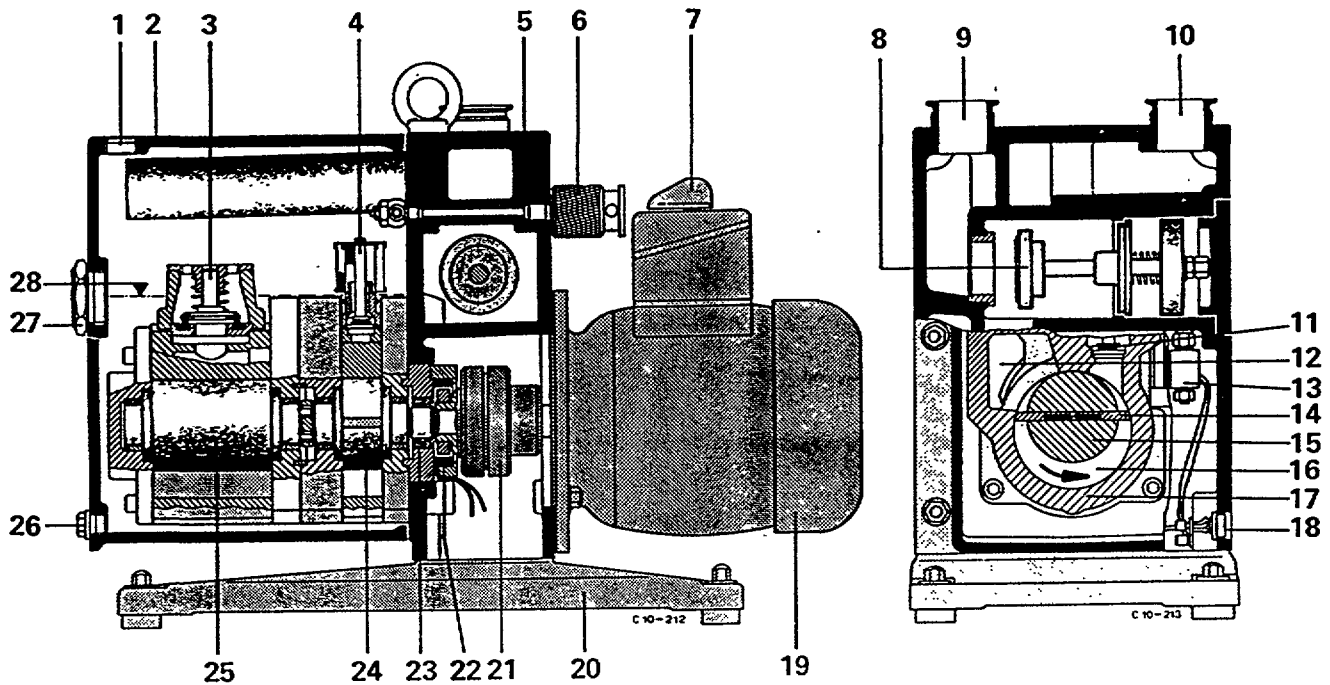


Fig. No. 5. Representación seccional de la Bomba Mecánica DUO 030A

- |                                     |                            |
|-------------------------------------|----------------------------|
| 1.- Tapón de aceite                 | 15.- Rotor                 |
| 2.- Cubierta                        | 16.- Cámara de trabajo     |
| 3.- Válvula auxiliar                | 17.- Cilindro de la bomba  |
| 4.- Válvula interna                 | 18.- Conexión de monitoreo |
| 5.- Soporte de la Bomba             | 19.- Motor                 |
| 6.- Válvula de balastra             | 20.- Base de la bomba      |
| 7.- Interruptor del                 | 21.- Acoplador             |
| 8.- Válvula de seguridad alto vacío | 22.- Dínamo                |
| 9.- Conexión para vacío             | 23.- Sello radial          |
| 10.- Conexión vapor de escape       | 24.- Etapa Bomba II        |
| 11.- Válvula interna                | 25.- Etapa Bomba I         |
| 12.- Canal interno                  | 26.- Tapón de drenado      |
| 13.- Válvula solenoide              | 27.- Mirilla nivel aceite  |
| 14.- Paleta                         | 28.- Nivel aceite          |

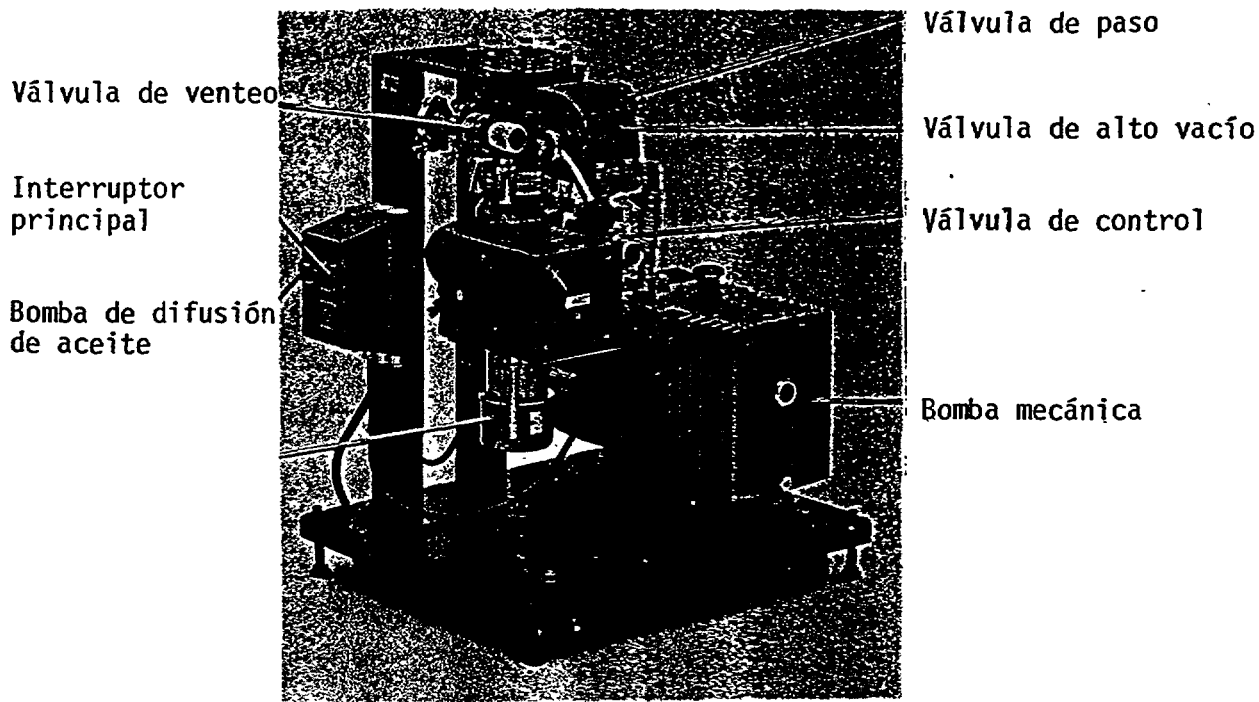
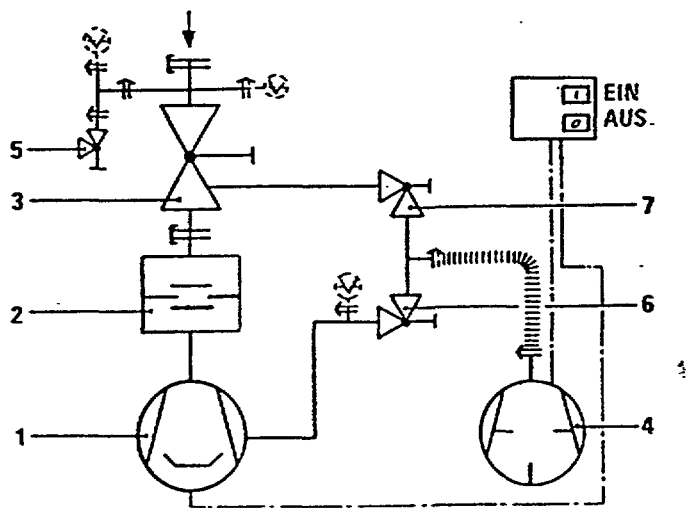


Fig.No. 6a. Configuración



- 1.- Bomba difusora
- 2.- Bafle
- 3.- Válvula de alto vacío
- 4.- Bomba mecánica rotatoria
- 5.- Válvula de venteo
- 6.- Válvula de paso
- 7.- Válvula de paso

Fig. No. 6b Diagrama del Sistema de Difusión

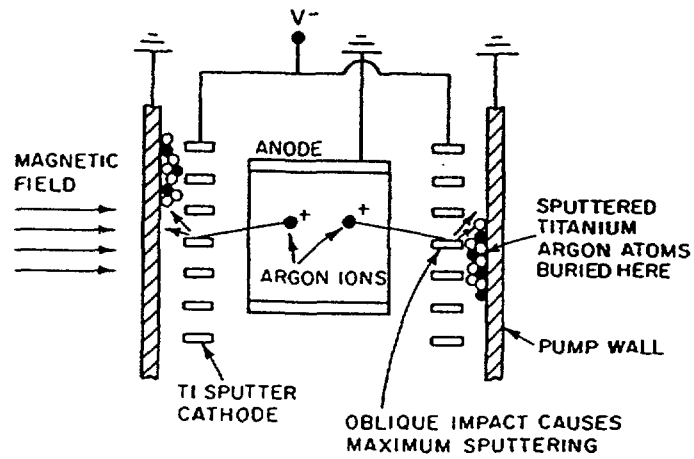


Fig. No. 7a. Representación en sección eficaz simple, sobre el mecanismo de -- evacuación en bombas iónicas.

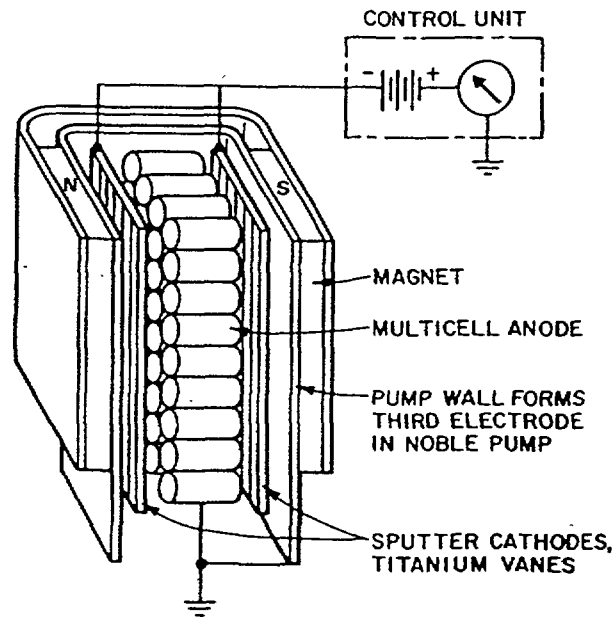


Fig. No. 7b. Configuración esquemática de la bomba iónica Maglon Veeco MI-75.

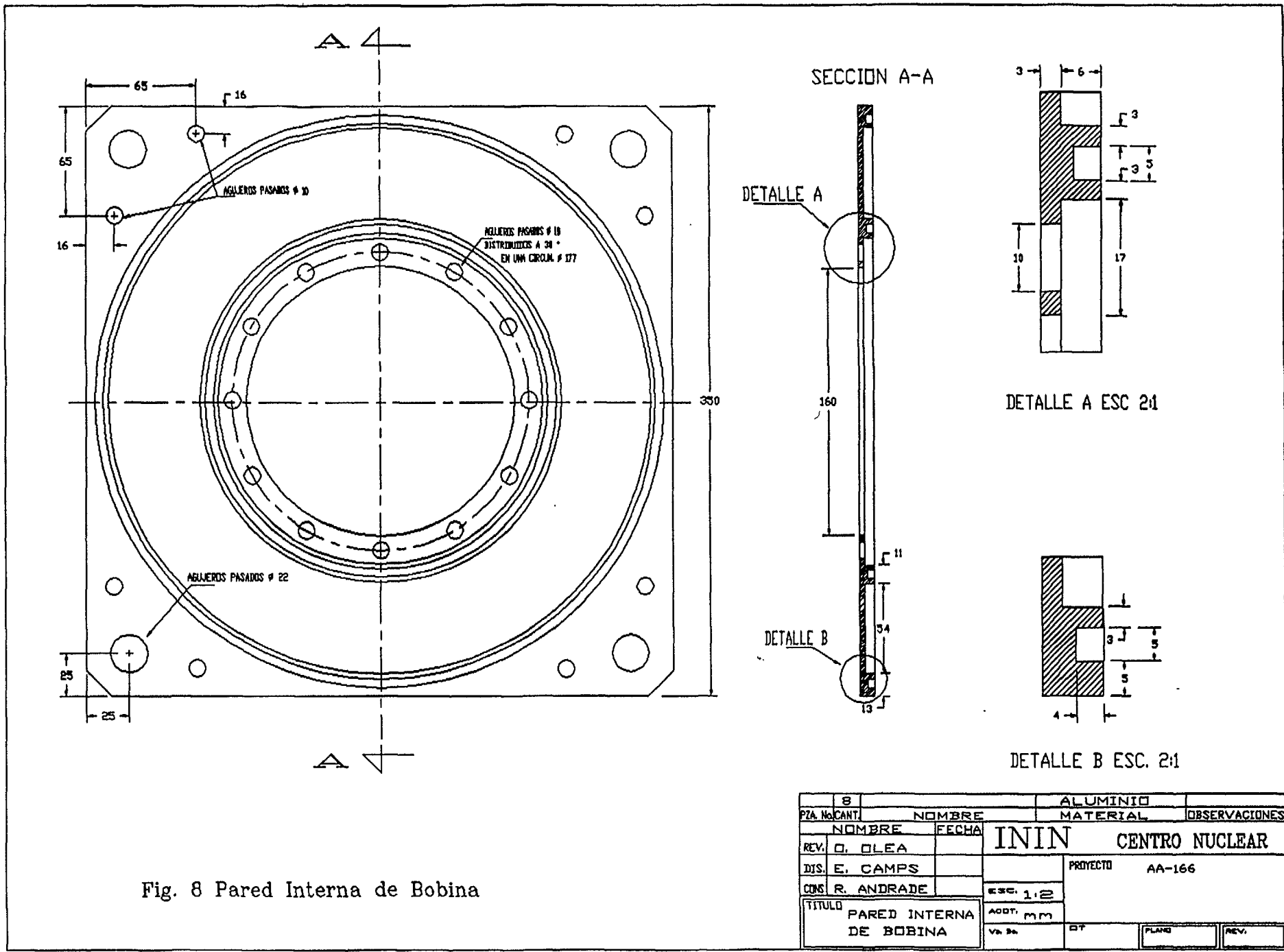


Fig. 8 Pared Interna de Bobina

8		ALUMINIO	
PZA. NoCANT	NOMBRE	MATERIAL	OBSERVACIONES
	NOMBRE	FECHA	ININ CENTRO NUCLEAR
REV. G. OLEA			PROYECTO AA-166
DJS. E. CAMPS			
CONS. R. ANDRADE		ESC. 1:2	
TITULO	PARED INTERNA DE BOBINA	AODT. mm	
Va. 3a		DT	PLANO REV.



NC=20,NV=20,CR1-CR4=40,CR2-CR3=26 A

Z1=0.0,Z2=24.8,Z3=40,Z4=55.5 (cm)

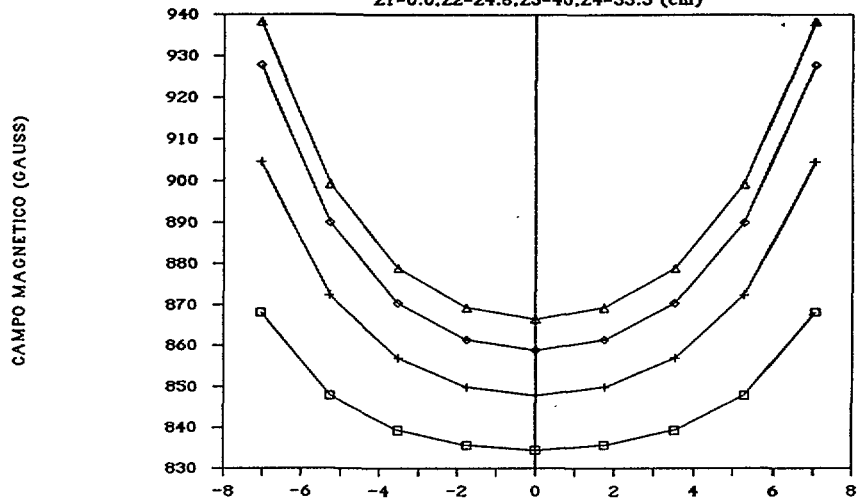


Fig.11 VARIACION RADIAL DE CAMPO

□ 37 cm      + 38 cm      ◊ 39 cm      △ 40 cm

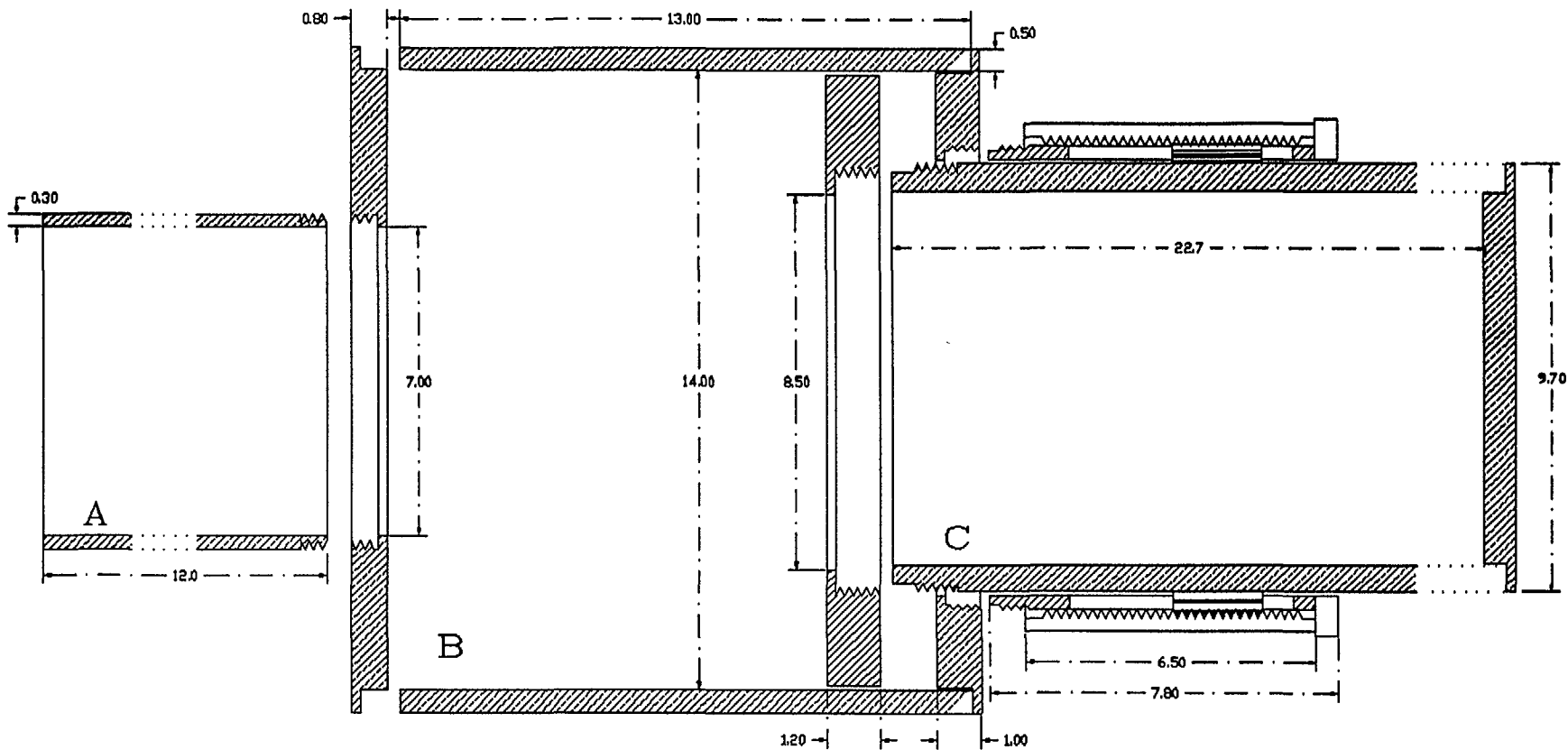


Fig. 12 Detalles del Resonador

PZA No	CANT.	NOMBRE	FECHA	BRONCE	OBSERVACIONES
				MATERIAL	
CONS	R. ANDRADE			<b>ININ</b>	<b>CENTRO NUCLEAR</b>
DIS.	E. CAMPS			PROYECTO	AA - 166
DIB.	O. OLEA			ENC.	
TITULO		RESONADOR:	ADDT.	cm	
		GUIA DE ONDA	Vn 34	DT	PLANO
					REV.

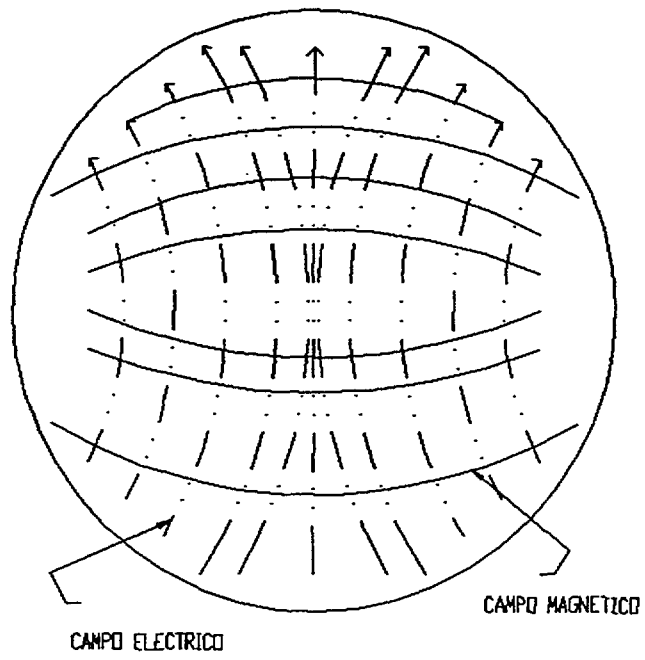


Fig. 13 DISTRIBUCION DEL CAMPO DE ALTA FRECUENCIA  
EN LA GUIA DE ONDA

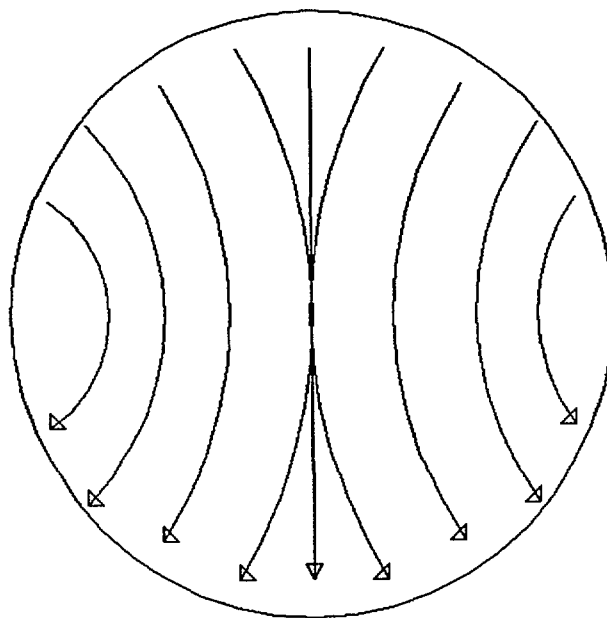


Fig. 14 DISTRIBUCION DE CAMPO ELECTRICICO EN EL RESONADOR



$a = 1.0 \text{ cm}$   
 $b = 1.4 \text{ cm}$   
 $c = 0.16 \text{ cm}$   
 $d = e = 0.2 \text{ cm}$

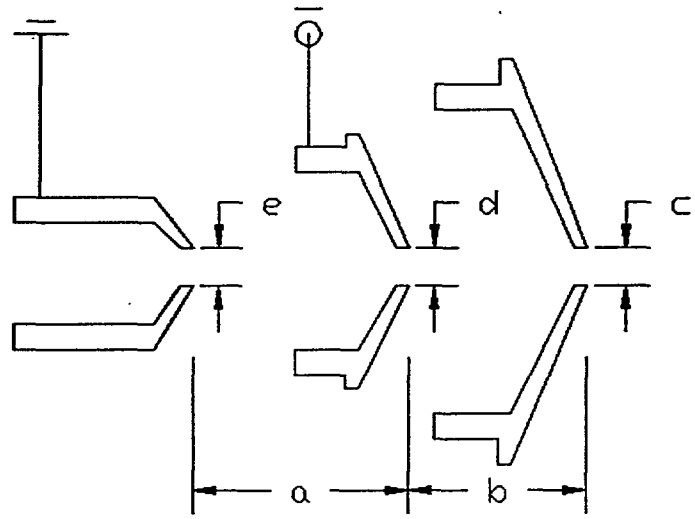


Fig. 15 Esquema del Sistema de Extraccion de Tres Electroodos