

INSTITUTO TECNOLÓGICO DE COSTA RICA
VICERRECTORÍA DE INVESTIGACIÓN Y EXTENSIÓN



OPTIMIZACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DEL PLASMA PRODUCIDO EN
EL STELLARATOR SCR-1

Informe Final

Investigador coordinador :
Dr.Iván Vargas Blanco
2020

Índice general

1. Código y título del proyecto	1
2. Autores y direcciones	1
3. Resumen	2
4. Palabras claves	3
5. Introducción	4
6. Marco teórico	8
6.1. Bolometría	8
6.2. Diagnósticos Magnéticos	16
6.2.1. Rogowski	16
6.2.2. Bobinas de Mirnov	18
6.2.3. <i>Diamagnetic loop</i> o Lazo Diamagnético	19
6.3. Propagación de ondas en plasma	21
6.3.1. Relación de dispersión	21
6.3.2. Modo de propagación ordinario	23
6.3.3. Modo de propagación extraordinario	23
6.3.4. Guía de ondas	25
7. Metodología	31

7.1. Bolómetro	31
7.1.1. YACORA	32
7.2. Diagnósticos Magnéticos	34
7.3. Propagación de ondas electromagnéticas en el stellarator SCR-1	35
7.3.1. Código IPF-FMDC	35
7.3.2. Solucionador de Campos Electromagnéticos	36
7.3.3. Configuración de Software HFSS Ansys Para Análisis del Sistema de Calentamiento del SCR-1	37
8. Resultados	41
8.1. Bolometría	41
8.2. Diagnósticos Magnéticos	48
8.2.1. Lazo diamagnético	48
8.2.2. Mirnov	50
8.2.3. Rogowski	51
8.3. Propagación de ondas electromagnéticas en el stellarator SCR-1	59
9. Discusión y conclusiones	66
9.1. Bolometría	66
9.2. Diagnósticos magnéticos	67
9.3. Propagación de ondas electromagnéticas en el stellarator SCR-1	68
10.Recomendaciones	71
Referencias	73

Código y título del proyecto

Código del proyecto: 1450018

Título del proyecto: Optimización y caracterización del plasma producido en el stellarator SCR-1.

Autores y direcciones

Investigador coordinador: Dr. Iván Vargas Blanco.

Dirección electrónica: ivargas@tec.ac.cr

Investigador colaborador: M.Sc. Luis Alonso Araya Solano.

Dirección electrónica: luaraya@tec.ac.cr

Investigador colaborador: Ing. Marvin Hernández Cisneros.

Dirección electrónica: marhernandez@tec.ac.cr

Investigador colaborador: Ing. Arnoldo Ramírez Jiménez.

Dirección electrónica: aaramirez@tec.ac.cr

Investigador colaborador: Bach. Miguel Rojas Quesada.

Dirección electrónica: miguel.rojas@tec.ac.cr

Investigador colaborador: Bach. Ricardo Adolfo Solano Piedra.

Dirección electrónica: risolano@tec.ac.cr

Resumen

Esta investigación es una continuación de lo realizado en el proyecto "Simulación de escenarios de un sistema de calentamiento por ondas electrónicas Bernstein para el Stellarator SCR-1". Mediante el diseño de un conjunto de diagnósticos, entre ellos: un bolómetro (para medir la radiación total emitida por el plasma), diagnósticos magnéticos por medio de bobinas de Rogowski, bobinas de Mirnov y lazo diamagnético (para medir el flujo de los campos magnéticos locales alrededor del plasma), se pretende determinar parámetros físicos del plasma en el dispositivo de confinamiento magnético SCR-1. Además, investigar escenarios de calentamiento bajo nuevas implementaciones del código de onda completa, las cuales permitan considerar un caso más cercano a la realidad del calentamiento ECRH.

Aunque el diseño del bolómetro sigue lineamientos generales de dispositivos utilizados en sistemas existentes en laboratorios alrededor del mundo, se consideraron aspectos específicos como la respuesta a un espectro lumínico ampliado, desde luz visible, no visible y rayos X. El sistema de adquisición de datos, novedoso y de respuesta muy rápida, está basado en sistemas microprogramados embebidos que captan la información de los veinte fotodiodos del arreglo AXUV. Dos sistemas en paralelo se utilizan, cada uno con capacidad para recoger la información de diez fotodiodos. Los diagnósticos magnéticos, asimismo, presentan novedades importantes: un sistema de adquisición de datos centrado en lógica embebida de alta velocidad y gran robustez, amplificadores de más amplia respuesta de frecuencia y figura de rechazo al ruido mejorada. Otro aspecto importante desarrollado en esta investigación es el diseño de un prototipo de antena para el generador de microondas, magnetrón, que produce la energía de calentamiento para la generación de plasma en el dispositivo de confinamiento. Tal antena mejora la razón de energía directa y energía reflejada. Se hicieron simulaciones considerando la potencia de salida del magnetrón y la geometría de las guías de onda y la proximidad del plasma con la antena. También se realizaron simulaciones de la interacción del plasma con las ondas electromagnéticas provenientes del sistema de calentamiento por resonancia ciclotrónica, ECRH, teniendo en cuenta la geometría y materiales de la cámara de vacío del SCR-1. Tanto los diagnósticos diseñados y simulaciones permitirán determinar parámetros físicos importante para la determinación de ondas electrostáticas Bernstein, además de otros fenómenos de interés, como lo son los fenómenos de transporte de energía y partículas.

Palabras claves

Fusión, plasma, stellarator, ondas en plasma, bolómetro, bobinas de Rogowski, bobinas de Mirnov, lazo diamagnético, calentamiento ECRH.

Introducción

La investigación en fusión nuclear tiene por objetivo una nueva fuente de energía, segura, limpia, respetuosa del medio ambiente, que utiliza el hidrógeno -el elemento más abundante del universo- en vez de materiales radiactivos como los reactores de fisión nuclear convencionales. Los dispositivos tokamak y stellarator calientan el plasma y lo confinan magnéticamente, permitiendo iniciar procesos nucleares controlados entre los isótopos del hidrógeno, llamados Deuterio y Tritio. Los estudios indican que con un gramo de hidrógeno en estos dispositivos se produciría 26 000 kWh (Ongena and Van Oost, 2012), convirtiendo esta tecnología en la opción más viable en la actualidad para abastecer la demanda energética futura de la humanidad.

Desde enero del 2009, el Tecnológico de Costa Rica (TEC) realiza investigación en fusión termoneuclear controlada. En la actualidad cuenta con un stellarator modular y un tokamak esférico en su Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones. Esto convierte al TEC en una de las tres únicas instituciones en el mundo que disponen de un tokamak esférico y un stellarator para investigación en fusión (Vargas et al., 2017).

La investigación en fusión en el TEC tiene entre otros objetivos los siguientes:

- Colaborar con centros de investigación internacionales en la búsqueda de la energía de fusión.
- Fortalecer la participación de Latinoamérica en investigación en fusión.
- Formar recurso humano en tecnología y física de fusión.
- Identificar problemas relacionados con el diseño y construcción de dispositivos pequeños.

El 29 de junio del 2016 el TEC realiza la primer descarga de plasma en el Stellarator de Costa Rica 1 (SCR-1) (figura 5.1) después de seis años de diseño e implementación. Este dispositivo de confinamiento magnético fue completamente diseñado y construido en Costa Rica, siendo uno de los únicos 12 stellarators en funcionamiento del mundo que se encuentran en solo 7 países (Takeiri, 2018) y el primer stellarator en funcionamiento de Latinoamérica.

Posterior a la implementación de este dispositivo, se debe de realizar la caracterización y optimización del plasma producido. El proyecto “Simulación de escenarios de un sistema de calentamiento por ondas electrónicas Bernstein para el stellarator SCR-1”, proyecto inscrito en la VIE, y ejecutado desde el 01 de enero del 2016 al 31 de diciembre de 2017, inició los primeros estudios en

física en este dispositivo, allí se estudió la propagación de ondas electromagnéticas y el equilibrio magnetohidrodinámico del plasma. Como segunda etapa, se realizó este proyecto de investigación que buscó optimizar y caracterizar el plasma producido en el stellarator SCR-1, mediante el diseño y construcción de diagnósticos para el plasma, relacionados con la energía proveniente del plasma, las fluctuaciones en magnitud del campo magnético y la radiación proveniente del plasma. Además, se implementaron mayores condiciones al código de onda completa IPF-FDMC (Köhn et al., 2008) con el fin de simular escenarios de calentamiento con un mayor acercamiento a la realidad física del dispositivo, donde se considera la geometría del stellarator SCR-1.

La experiencia recolectada de este proyecto nos muestra que la incorporación de nuevos diagnósticos para determinar variables físicas de interés es obligatoria y vital para continuar la caracterización del plasma producido en el stellarator SCR-1. La implementación de diagnósticos magnéticos nos permitirá medir la variación de flujo de campo magnético, con lo que se podrán realizar experimentos de modulación de potencia e identificar frecuencias de ondas presentes en el plasma. Medir la radiación proveniente del plasma nos da un estimado de las pérdidas de potencia por radiación, que es un parámetro relevante a la hora de hacer estudios de transporte de energía en dispositivos de fusión. Finalmente, medir el contenido de energía del plasma permite identificar descargas con un mayor contenido de energía, así como evaluar procesos de mejoramiento de confinamiento a lo largo de una misma descarga. Conocer los parámetros anteriormente mencionados, permitirá establecer cuáles fenómenos físicos que ocurren en el plasma en dispositivos de pequeña escala son vitales y pueden mejorarse en miras a la fusión termonuclear controlada.

Por otro lado este proyecto continuó con las simulaciones de la interacción del plasma con las ondas electromagnéticas, provenientes del sistema de calentamiento por resonancia ciclotrónica electrónica (ECRH, siglas en inglés), incrementando un número mayor de condiciones, como la geometría de la cámara y distintas guías de onda que permiten proponer diseños de antenas que permitan mejorar la deposición de las ondas electromagnéticas en el plasma y lograr que los parámetros del plasma, como la densidad electrónica y temperatura electrónica, tengan valores para situaciones de interés para la comunidad científica de fusión.

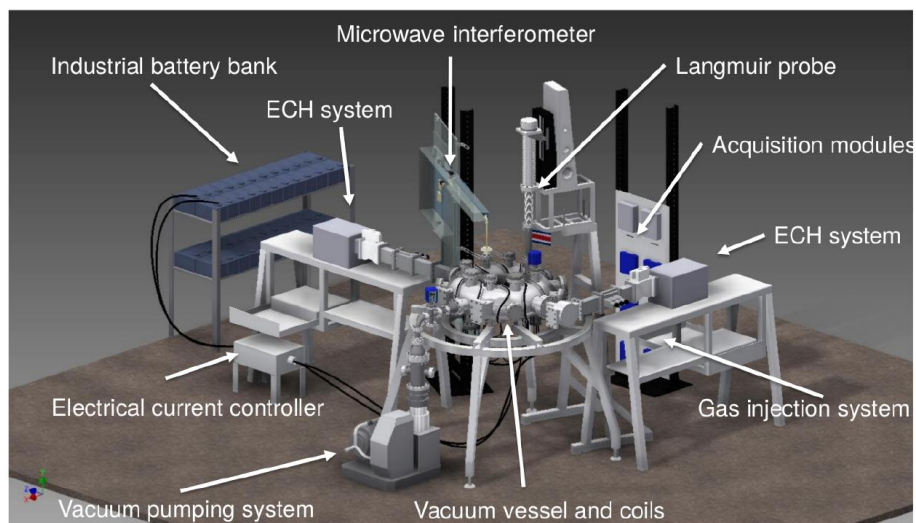


Figura 5.1: Stellarator SCR-1 del Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y Aplicaciones del Tecnológico de Costa Rica con sus respectivas sistemas periféricos. Fuente: (Vargas et al., 2017)

Este proyecto de investigación implementa un bolómetro en el stellarator SCR-1, para la medición total de la potencia emitida por el plasma generado. Para lograr el cometido se diseñó una estructura mecánica fabricada en acero inoxidable, que se acopla con los puertos de diámetro de 117,348 mm del SCR-1. El diseño considera dos partes para el ensamblaje, la primera parte consiste en un cilindro cuya función es almacenar el sistema electrónico de medición, y la segunda parte consiste en una tapa que integra el sistema óptico compuesto por un lente zafiro de 12,7 mm y una placa un agujero de diámetro 200 μm . El sistema electrónico consiste de un fotodiodo AXUV 20ELG, con una área activa de 0,75 mm \times 4,1 mm y un tiempo de reacción de 200 ns.

De igual manera este proyecto implementa diagnósticos magnéticos en SCR-1, para ello se tomó como base trabajos anteriores en dispositivos similares, particularmente del stellarator Wendenstein 7-X reportado por Endler et al. (2015). Algunas condiciones particulares del SCR-1, tal como ser un dispositivo con una cámara de vacío pequeña y por lo tanto de espacio limitado para trabajar los diagnósticos a discreción, así como pulsos relativamente cortos y señales de corriente en rangos que van del orden de los miliamperios hasta las decenas de amperios, hacen que la implementación de los diagnósticos magnéticos sea una tarea de gran complejidad. La aproximación ideada para la toma de datos de los tres tipos de diagnósticos magnéticos fue basada bajo el mismo principio, pues ellos trabajan bajo el principio de inducción magnética. La colocación de los tres tipos de diagnósticos no presenta mayores dificultades, pues aparte de consideraciones de eje-simetría respecto al eje magnético, la principal limitante es la cantidad de puertos ocupados por otros diagnósticos o sistemas auxiliares del stellarator SCR-1. Se determinaron ciertas facetas en el desarrollo de los diagnósticos: primero la caracterización del cable a utilizar así como de sus variables eléctricas y dimensiones del bobinado; segundo el acondicionamiento de un circuito para la extracción de la señal paralelamente a la calibración de la señal. Se hizo un diseño de soportes mecánicos para las bobinas, tanto internas como externas a la cámara de vacío. Tales soportes aún no han sido construidos. Por otro lado, se realizaron simulaciones de los sensores magnéticos y los sistemas electrónicos de acondicionamiento y amplificación, empleando MultiSim, de National Instruments.

Para los diagnósticos magnéticos de lazo diamagnético y bobina de Mirnov se diseñaron circuitos de acondicionamiento de señal para la obtención de las mediciones de ambos parámetros. El lazo diamagnético da información sobre la tensión eléctrica de lazo en el plasma y la corriente en el plasma, ambos parámetros son importantes para caracterizar la descarga de plasma en el SCR-1. Las bobinas de Mirnov, son probablemente el más complejo de los diagnósticos ya que deben instalarse dentro de la cámara con el objetivo de medir y caracterizar perturbaciones o fluctuaciones en el campo magnético del plasma.

Para el estudio de ondas electrostáticas Bernstein y el diseño de una antena, se utilizaron simulaciones computacionales con escenarios de calentamiento que muestran la propagación de ondas en el plasma y dentro de la cámara del stellarator SCR-1, esto utilizando dos códigos de onda completa. La forma de proceder consistió en obtener todos los archivos de entrada, a partir de características del dispositivo obtenidos de trabajos previos del stellarator SCR-1 y parámetros medidos del plasma. Estas simulaciones brindan porcentajes de conversión entre distintos tipos de modos de conversión, ángulo óptimo y visualizaciones de las ondas electromagnéticas a partir de las variaciones del valor raíz cuadrática media del campo eléctrico oscilante. Esta forma de proceder, ha sido similar a lo presentado por Köhn (2010) y Nagasaki and Yanagi (2002).

El método de investigación para diseñar una antena o sistemas de espejos para el sistema de calentamiento por resonancia ciclotrónica electrónica que permitiera optimizar la deposición de energía en el plasma del SCR-1 se realizó haciendo uso de los resultados del objetivo OE3. Se

buscó definir la posición idónea de lanzamiento del haz de microondas que permitiera optimizar la deposición de energía de calentamiento ECRH. Esto consta de identificar la coordenada poloidal y toroidal, además de identificar el puerto más cercano a esta posición. Para modificar el ángulo de ingreso de las ondas electromagnéticas se propone utilizar una antena tipo Vlasov que dependiendo de su ángulo de corte redirecciona las ondas. Además se realizó la simulación en el software comercial de onda completa HFSS de Ansys del campo eléctrico en la cámara sin plasma para una única fuente de microondas o con dos en dos diferentes posiciones.

Este proyecto se planteó el siguiente objetivo general así como los objetivos específicos que se indican a continuación:

Objetivo General: Caracterizar el plasma producido en el Stellarator SCR-1 mediante simulación e implementación de diagnósticos para la medición de radiación, variación de flujo de campo magnético y energía del plasma.

- OE1. Diseñar e implementar como diagnóstico un bolómetro que mida la cantidad total de radiación electromagnética proveniente del plasma generado en el Stellarator SCR-1.
- OE2. Diseñar e implementar los siguientes diagnósticos; (1) un Diamagnetic Loop, (2) bobinas de Rogowski, y (3) bobinas de Mirnov que permitan medir la variación de flujo de campo magnético y la energía del plasma.
- OE3. Simular la interacción del plasma con las ondas electromagnéticas provenientes del Sistema de calentamiento por resonancia ciclotrónica electrónica (ECRH) al tomar en cuenta la geometría y materiales de la cámara de vacío del Stellarator SCR-1.
- OE4. Diseñar una antena o sistemas de espejos para el Sistema de calentamiento por resonancia ciclotrónica electrónica (ECRH) que permita optimizar la deposición de energía en el plasma del SCR-1.

Marco teórico

Se expone a continuación las implicaciones teóricas de este proyecto de investigación y cómo éste se relaciona con otros trabajos que se han realizado en la misma área de estudio.

6.1. Bolometría

El bolómetro es uno de los diagnósticos del plasma, encargado de la medición de los niveles de radiación emitidos por el plasma. En el dispositivo tipo stellarator, el tiempo de confinamiento depende de la potencia perdida durante la descarga; por lo que en este proceso, la radiación electromagnética emitida por el plasma corresponde a una fracción significativa del total de energía perdida. La medición de la radiación mencionada anteriormente es necesaria para los cálculos del balance de potencia y también corresponde a valores importantes para el estudio de transporte de electrones y iones, así como las interacciones de plasma con la pared. Los bolómetros son dispositivos que permiten medir la radiación electromagnética en un amplio espectro que va desde los rayos X suaves al infrarrojo. (Tahiliani and Jha, 2012)

Se realizó un estudio bibliográfico de los tipos de bolómetros que se utilizan actualmente en los principales dispositivos de confinamiento magnético alrededor del mundo. Para poder comparar los resultados con las condiciones que se tienen en el Laboratorio de Plasmas para Energía de Fusión y sus Aplicaciones, se analizaron únicamente los principales stellarators de pequeña escala, presentados a continuación:

1. En el proyecto Wendelstein Experiment in Greifswald für die Ausbildung, conocido como WEGA por sus siglas, se trabajó con plasma confinado en un stellarator clásico. Para medir la intensidad de la radiación se utilizaron dos tipos de sensores: un bolómetro AXUV para detectar los rayos X de baja energía provenientes del centro del plasma (Otte et al., 2011) y un bolómetro resistivo miniatura de placa metálica, formado por una lámina de $4,0\ \mu\text{m}$ de espesor de oro sobre una capa de $7,5\ \mu\text{m}$ de una película de kapton, que actúa como sustrato. Este sensor detecta la energía incidente en el rango de $2,5\ \text{eV}$ a $7,0\ \text{keV}$ con un coeficiente de absorción superior al 85% (Zhang, 2006).
2. El stellarator TJ-K es un dispositivo de confinamiento de pequeña escala que se encuentra en

funcionamiento en Stuttgart desde 2005. Para analizar la radiación que emite el plasma en este equipo, se utiliza un arreglo de bolómetros resistivos. La justificación es que los sensores de placa metálica pueden diseñarse para ser muy delgados y así aumentar la resolución temporal, en TJ-K se necesita una resolución temporal menor a dos milisegundos. Al igual que en WEGA, se utiliza oro y kapton como materiales para las láminas de absorción y sustrato. En este experimento se cuenta con un arreglo de ocho bolómetros, en donde cada uno mide un canal específico para lograr estimar la intensidad de radiación total que proviene del plasma (Løiten, 2014).

3. El dispositivo de confinamiento magnético más sobresaliente de Alemania es el stellarator Wendelstein 7-X. Este dispositivo es de mayor tamaño que los anteriores. Debido a los rangos de energía proveniente del plasma, no se utilizan bolómetros AXUV sino solo arreglos de bolómetros resistivos de placas metálicas. Se colocaron láminas de oro como superficies absorbentes ya que tienen un alto coeficiente de absorción en el ultravioleta, aproximadamente 85 %, y principalmente en la región de rayos X, donde se ha calculado un porcentaje de hasta 95 % para las energías en las que se trabaja en Wendelstein 7-X. Además, los bolómetros resistivos permiten realizar el proceso de calibración en sitio, lo que permite no modificar los arreglos experimentales (Zhang et al., 2010).
4. El LHD es el segundo stellarator más grande del mundo después del Wendelstein 7-X. Para estimar correctamente la intensidad de la radiación emitida por el plasma en este dispositivo se utiliza un arreglo de detectores que tiene tres tipos de bolómetros: placas metálicas resistivas, sensores AXUV y cámaras de video infrarrojas. La justificación para usar detectores de oro de placas metálicas es similar a la planteada en W 7-X. La alta energía que tienen las partículas del plasma produce una emisión de radiación electromagnética que puede ser absorbida en su gran mayoría por bolómetros resistivos. Además, se utilizan detectores AXUV debido a su alta resolución temporal y sensibilidad. Otra ventaja de estos detectores es que son mucho más baratos de producir y requieren poco mantenimiento, entonces son un complemento ideal para validar las estimaciones de la intensidad de la radiación (Peterson et al., 2003a).
5. El dispositivo de fusión TJ-II es un stellarator modular de pequeña escala. Para el proyecto de investigación, fue muy importante analizar el funcionamiento de este dispositivo porque sus dimensiones y las características del plasma son similares a las del stellarator SCR-1. Para medir la intensidad de la radiación se utilizaban detectores piroeléctricos, pero actualmente se actualizó el sistema de diagnóstico al instalar detectores tipo AXUV. El diseño consiste en un arreglo de tres detectores que monitorean la misma sección poloidal y dos pares de bolómetros individuales que reciben la radiación emitida por la misma región del plasma en una posición toroidal específica. El sistema permite comparar las mediciones de los mismos sensores en distintas posiciones para detectar anomalías. (Ochando et al., 2006)

Los detectores AXUV son un tipo especial de fotodiodos que tienen una respuesta constante al recibir radiación en el rango ultravioleta y rayos X de baja energía. El principio físico de funcionamiento es similar al de cualquier fotodiodo: cuando un electrón con energía mayor a la brecha energética del material (band gap energy) incide en el material, se producen pares electrón-hueco y son separados por el campo eléctrico interno en la unión PN. Esto genera una corriente eléctrica, llamada fotocorriente. Entonces se puede relacionar la señal medida con la energía e intensidad de las ondas electromagnéticas que recibe el sensor. (Tahiliani and Jha, 2012)

Los fotodiodos AXUV están diseñados para detectar fotones ultravioleta y rayos X, pero su rango de funcionamiento abarca longitudes de onda desde 1000 nm hasta 0,0124 nm. Además de ondas

electromagnéticas, puede detectar la emisión de electrones e iones de baja energía. A diferencia de los diodos comunes, los detectores AXUV no tienen una región dopada ni recombinación en la superficie. Esto hace que tengan una gran eficiencia cuántica para fotones con energías en la región ultravioleta y rayos X (Korde et al., 2003).

El bolómetro con detectores AXUV es muy utilizado en distintos dispositivos de fusión debido a que tiene una curva de variación espectral, casi plana para la eficiencia al detectar radiación ultravioleta y rayos X. Este tipo de radiación es la que más se emite en los procesos que ocurren en tokamak o stellarator. Se considera que son muy compactos por su tamaño, de alta sensibilidad y relativamente baratos al compararlos con los otros tipos de sensores. Además, se ha demostrado que los fotodiodos AXUV son resistentes a la radiación de alta energía, pero pueden sufrir daños por exposiciones prolongadas. En la campaña experimental del stellarator Large Helical Device (LHD), de Japón, se demostró que la sensibilidad de algunos de los canales del sensor disminuyó hasta en un 30 % después de recibir la radiación de 10 000 descargas de plasma. (Peterson et al., 2003b)

Las condiciones del plasma que se genera en el stellarator SCR-1 también son apropiadas para el funcionamiento correcto de los diagnósticos. Según las mediciones que se han realizado anteriormente con la sonda de Langmuir, la temperatura electrónica promedio del plasma durante la descarga es de aproximadamente 10 eV. Esta temperatura puede parecer muy elevada, pero no se compara con los órdenes de magnitud que se obtienen en dispositivos de fusión de mayor tamaño. La radiación que emiten las partículas del plasma a esta temperatura se debe principalmente a las transiciones de los electrones a diferentes estados energéticos y a la radiación tipo Bremsstrahlung. La radiación por recombinación se puede despreciar. En el caso de la radiación de Bremsstrahlung, de acuerdo con Delgado-Aparicio et al. (2014), la densidad volumétrica de potencia radiada por un plasma está dada por

$$P_B = \sum n_e n_Z L_Z (T_e) \quad (6.1)$$

donde n_e representa la densidad electrónica, T_e es la temperatura electrónica medida en keV, Z hace referencial número atómico del elemento en cuestión y L_Z ha sido tabulado para diferentes átomos por Post et al. (1977). Como una primera estimación de la radiación por este proceso se estudiará únicamente aquella debida al hidrógeno atómico puesto que, como se mencionó anteriormente, las densidades de las diferentes impurezas presentes en el plasma no se encuentran establecidas aún. En tal caso la ecuación 6.1 se reescribe como:

$$P_{Bremss} = n_e n_H L_H \quad (6.2)$$

donde L_H , en el caso del Hidrógeno, es

$$L_H = 5,35 \times 10^{-37} T_e^{1/2} \quad (6.3)$$

La energía por unidad de tiempo, volumen y ángulo sólido emitida debido a la transición electrónica desde un nivel superior (i : inicial) a uno inferior (f : final) está dada por:

$$\epsilon_{i \rightarrow f} = \frac{h\nu}{4\pi} n_i A_{i \rightarrow f} \quad (6.4)$$

donde ν es la frecuencia de la luz emitida durante la transición $i \rightarrow f$, de modo que la cantidad $h\nu$ está dada por la diferencia de energía de los respectivos estados entre los cuales ocurre la transición, $A_{i \rightarrow f}$ es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea de la respectiva transición, y n_i es la densidad poblacional en el estado electrónico superior (inicial) i (Delgado-Aparicio et al., 2014), esto para el caso del H y del H_2 respectivamente.

La densidad de población n_i está regulada por la siguiente ecuación diferencial:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{j \neq i} n_j X_{j \rightarrow i} - n_i X_{i \rightarrow f} \quad (6.5)$$

donde $X_{f \rightarrow i}$ es el coeficiente total que incluye todos procesos por los cuales es posible hacer una transición desde el estado f hasta el estado i , el mismo razonamiento aplica para el coeficiente $X_{i \rightarrow f}$. El modelo colisional, radiativo YACORA (Wunderlich et al., 2020) ofrece la solución para la densidad de población n_i de la ecuación diferencial 6.5 para los casos del hidrógeno atómico y diatómico, en función de la densidad y temperatura electrónica, y la densidad de H y H_2 . Dicho modelo toma en consideración los procesos de ionización, emisión espontánea, excitación y desexcitación por colisiones para los átomos de H_2 . Mientras que para el H , da la opción de seleccionar los procesos a considerar de los cuales fueron presentados en la tabla 6.1.

Tabla 6.1: Reacciones tomadas en consideración en el modelo colisional radiativo para el átomo de Hidrógeno Wunderlich et al. (2009)

Proceso	Reacción
Excitación y desexcitación por colisión con electrones	$H(q) + e^- \longrightarrow H(p > q) + e^-$ $H(q) + e^- \longrightarrow H(p < q) + e^-$
Emisión espontánea	$H(q) \longrightarrow H(p < q) + h\nu$
Ionización	$H(q) + e^- \longrightarrow H^+ + 2e^-$
Disociación del H_2	$H_2 + e^- \longrightarrow H(p) + H(1) + e^-$

Las energías de los estados singlete y triplete del H_2 con $n \leq 4$ se encuentran tabulados en Fantz and Wunderlich (2006). En la figura 6.1 se ilustran algunas de posibles transiciones entre estos estados, como puede apreciarse, no ocurren transiciones entre los estados singlete y triplete.

En el caso del hidrógeno atómico, la energía asociada al estado n está dada por la conocida expresión

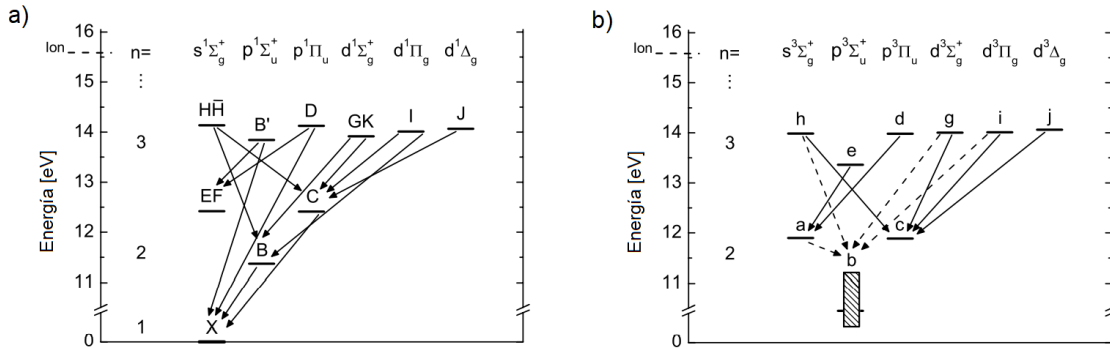


Figura 6.1: Diagrama de energía del estado a) singlete y b) triplete del H_2 , se muestran las transiciones para las cuales $n \leq 3$. Fuente: (Fantz et al., 2006).

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (6.6)$$

Un bolómetro actúa como un integrador de potencia. Se puede conocer la potencia absorbida por el bolómetro, en cada instante, al calcular la pendiente de la variación de temperatura en el tiempo, según puede verse en la figura 6.2

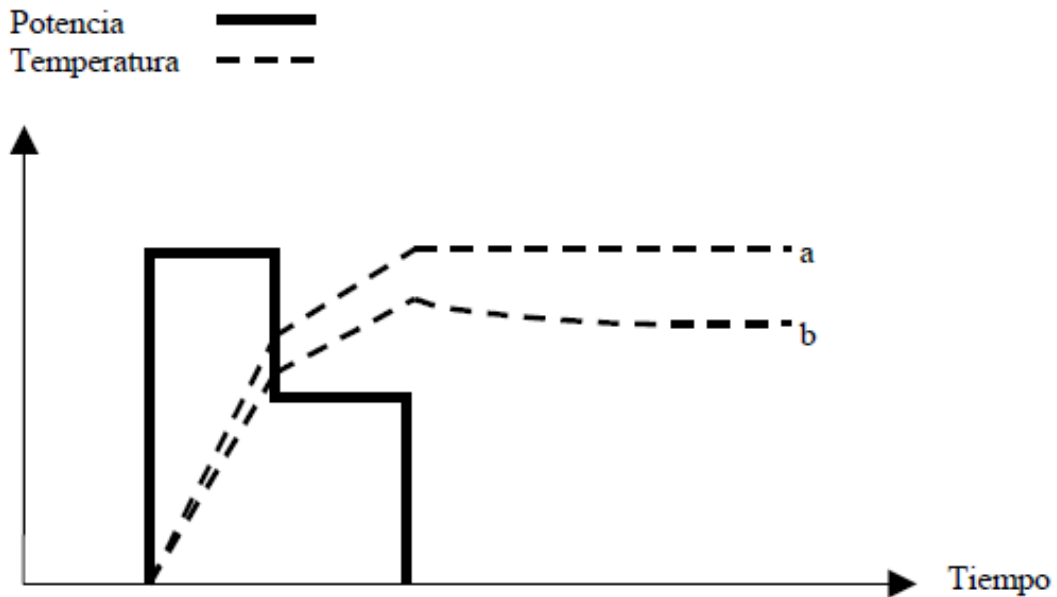


Figura 6.2: Comportamiento de un bolómetro a) caso ideal y b) caso real. Fuente: (Vergara Herrero, 2000)

Los bolómetros se pueden clasificar por el material de su elemento sensor (metálico, al inicio,

semiconductor, en la actualidad) y de acuerdo con su uso específico: en aplicaciones criogénicas, detección de pulsos térmicos, espectrometría de rayos x, astronomía y diagnósticos del plasmas. Puesto que el plasma generado en el SCR-1 emite radiación de amplio espectro, el elemento sensor para un bolómetro para este dispositivo de confinamiento magnético, debe responder a tal espectro. Un arreglo de fotodiodos ampliamente usado es del tipo AXUV, o detectores absolutos de rayos X. Estos arreglos de fotodiodos presentan una respuesta prácticamente plana en la detección de rayos-x en rangos de longitud de onda de 1100 nm a 0,0124 nm y en un rango de energía de 1,12 eV a 100 eV. Véase en la figura 6.3 la capacidad de respuesta de arreglos AXUV para varios espesores efectivos de silicio.

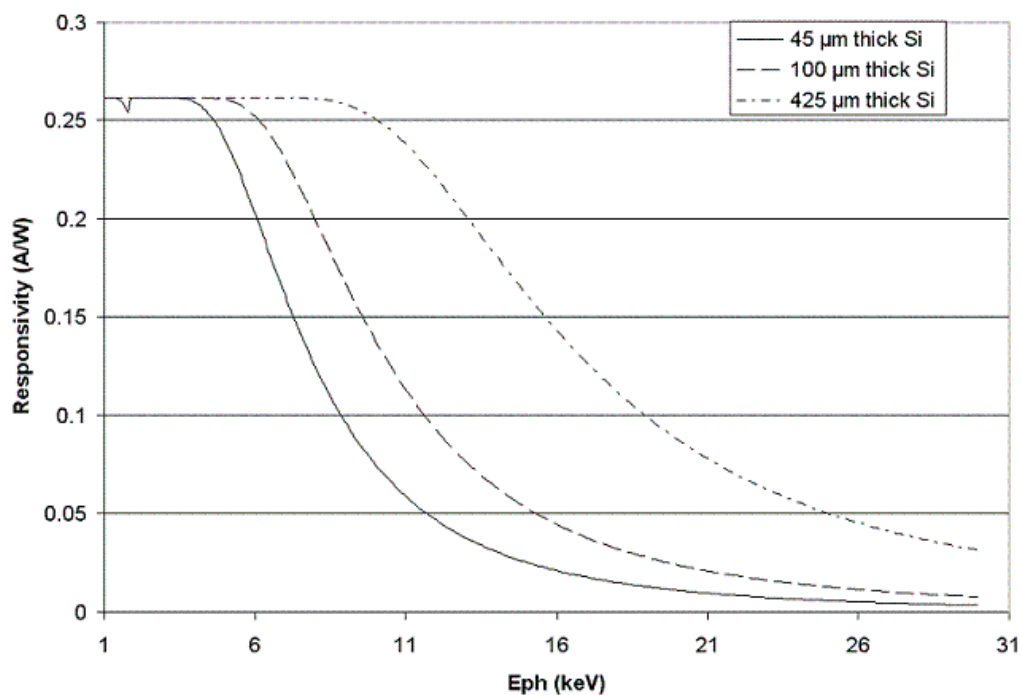


Figura 6.3: Capacidad de respuesta de los fotodiodos AXUV con 45, 100 y 425 μm con espesores efectivos de Si. Fuente: Seely (1999)

El conjunto bolométrico se compone del arreglo de fotodiodos, un amplificador de transimpedancia (convertidor corriente-voltaje), acondicionador de señal, si se necesitase y un sistema de adquisición de datos. Los arreglos de fotodiodos AXUV vienen en presentaciones de 16 y 20 fotodiodos, por lo general, y en configuración de cátodo o ánodo común, según sea la aplicación. En aplicaciones para medir la radiación de un plasma, el conjunto fotodiodo-amplificador de transimpedancia se utiliza en dos modos: modo fotovoltaico y modo fotoconductor. En el modo fotovoltaico o modo pasivo, no se aplica voltaje de polarización al fotodiodo. En el modo fotoconductor, el fotodiodo se polariza inversamente. La capacitancia de juntura se puede controlar aplicando un voltaje de referencia. Entre más negativo sea este voltaje, menor es la capacitancia y su efecto en el conjunto. Desde luego, hay un valor máximo, dado por el fabricante, que no puede excederse. En la figura 6.4 se muestran los dos modos de operación. El modo fotoconductor se prefiere por presentar una mejor respuesta al espectro de radiación, operar en región lineal y tener una capacitancia de juntura

mucho menor. (Baker, 2017). El diseño de un amplificador de transimpedancia implica tener muy claro el rango de frecuencias de operación, margen de fase, limitaciones del amplificador operacional y sus características, entre otros datos. Si el diseño no considera todos los aspectos mencionados, el amplificador de transimpedancia (TIA) puede operar en forma inestable. La corriente en extremos del fotodiodo está en el rango de nanoamperios, pues es la corriente de polarización inversa (también denominada “corriente oscura”). El valor de ganancia del TIA debe ser alto para lograr un voltaje de trabajo manejable (en el rango de voltios). En la figura 6.5 se muestra un modelo de fotodiodo en un TIA, donde I_{pd} es la corriente inversa del fotodiodo, C_{pd} es la capacitancia de juntura, R_{sh} es una resistencia equivalente de entrada diferencial, D_{pd} es el fotodiodo ideal.

Para el TIA el voltaje de salida es

$$V = R_f I_{dp} \quad (6.7)$$

donde R_f es la resistencia de retroalimentación del TIA e I_{dp} es la corriente inversa del fotodiodo. El valor de R_f viene dado por

$$R_f = \frac{V_{outmax} - V_{outmin}}{I_{pdmax}} \quad (6.8)$$

donde V_{outmax} lo define el voltaje positivo de polarización y V_{outmin} lo define el voltaje de referencia.

Una operación estable del TIA se logra para un margen de fase de 45° . Se explica cómo calcular las 3 frecuencias de interés, f_z , f_p y f_i , frecuencia baja, media y alta, respectivamente, en la banda de frecuencias de operación. Asimismo, se explica el cálculo del margen de fase. Por otro lado, una vez que se ha diseñado el conjunto fotodiodo-TIA, se necesita un sistema de adquisición de la información que proviene de los TIA (señales de voltaje proporcionales a la radiación que proviene del plasma) (Baker, 2017). Hay una gran variedad de sistemas comerciales (NI, KeySight, entre muchos otros) pero de alto costo. Para esta investigación se prefirió diseñar un "sistema a la medida". En la sección de Resultados se explica este diseño.

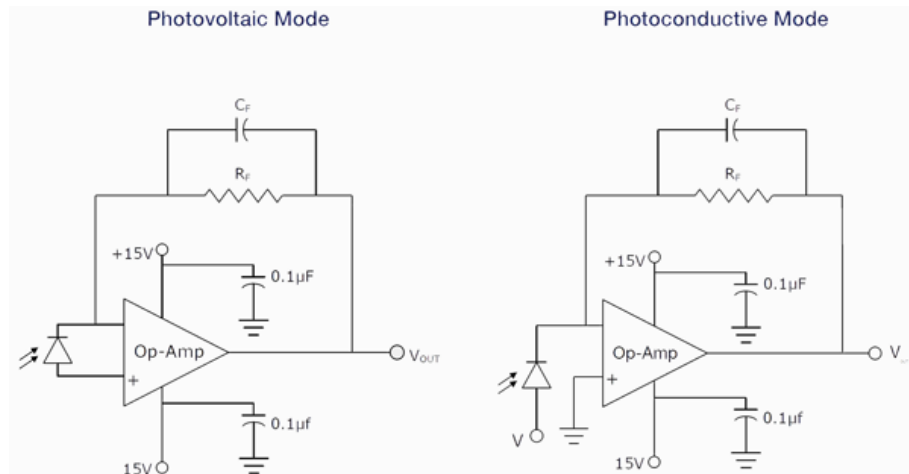


Figura 6.4: Modos de operación de un amplificador de transimpedancia. Figura tomada de Baker (2017)

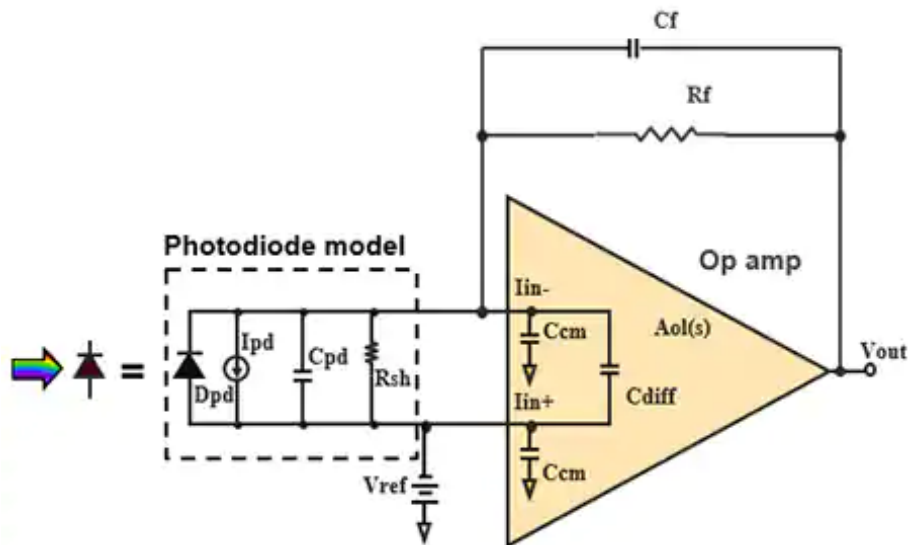


Figura 6.5: Modelo de fotodiodo en un amplificador de transimpedancia. Fuente: (Baker, 2017)

Para el desarrollo de las estructuras y componentes del bolómetro, se consultaron diferentes fuentes bibliográficas e informes de investigación de dispositivos del tipo stellarator, en especial, material relacionado al Wendelstein 7-X. Además, se consultaron diferentes centros internacionales con experiencia en la temática, específicamente Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT) y el Instituto de Física de Plasmas de República Checa (IPP, por sus siglas en inglés). Los expertos consultados en esta materia fueron la Dra. Mariam Ochando (CIEMAT), el Dr. Luis Felipe Aparicio (CIEMAT), y el Dr. Vojtěch Svoboda. De esta investigación se determinaron los requerimientos de diseño de la carcasa del bolómetro, específicamente, consideraciones para el funcionamiento apropiado en una cámara de alto vacío, que es típico en este tipo de

dispositivos. Adicionalmente, se determinaron las dimensiones y distancias de los elementos ópticos: lente y *pinhole*, se determinó el ángulo de visión del plasma hacia el fotodiodo. El tamaño del *pinhole* es crítico para la medición, por dos razones: debido al ajuste al área efectiva del fotodiodo y la regulación de la cantidad de radiación que entra al fotodiodo.

6.2. Diagnósticos Magnéticos

El voltaje inducido en cualquier diagnóstico magnético, según Hutchinson (2002), es:

$$V = NA \frac{dB}{dt} \quad (6.9)$$

donde N es el número de vueltas de bobina, A es el área comprendida por la bobina y el punto sobre B denota la razón de cambio temporal del campo. Además, B es igual a $\mu_0 H$ en el vacío; es decir sin contar el efecto de magnetización del medio. El interés está en el cálculo del campo mismo y no sobre su derivada temporal, entonces usualmente la expresión 6.9 se reescribe como

$$V_0 = \frac{NAB}{RC} \quad (6.10)$$

donde el producto RC (resistencia y capacitancia) es la constante de tiempo del circuito de integración de la señal. El V_0 denota la señal de salida integrada.

6.2.1. Rogowski

En el caso de la bobina de Rogowski (que se puede tomar como base para los demás diagnósticos magnéticos), considerando un bobinado de área $A = \pi a^2$ (área como la denotada en la figura 6.6) y el componente poloidal del campo B_p ; se tiene una señal de Rogowski (el menos viene dado según la ley de inducción de Faraday; que se puede obviar en adelante):

$$V_{rog} = -\pi a^2 \frac{dB_p}{dt} = -\pi a^2 \frac{\mu_0 N}{2\pi r} \frac{dI}{dt} \quad (6.11)$$

En esta última ecuación 6.11, se considera que la componente poloidal del campo magnético está dada por: $B_p = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi r}$, generado por la corriente toroidal indicada en la figura 6.7.

La integración de la corriente da como resultado, la señal de salida V_0 siguiente:

$$V_0 = \int V_{rog} dt = \pi a^2 \frac{\mu_0 N}{2\pi r} I_p(t) + C_{int} \quad (6.12)$$

donde r es el radio de las coordenadas cilíndricas toroidales (ver figura 6.8), I_p es la corriente toroidal a ser integrada en el tiempo y C_{int} la constante de integración.

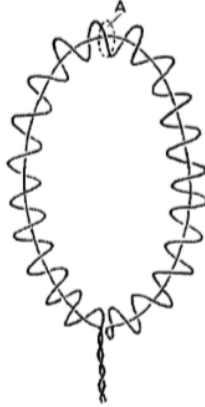


Figura 6.6: Bobina de Rogowski. Fuente: (Hutchinson, 2002)

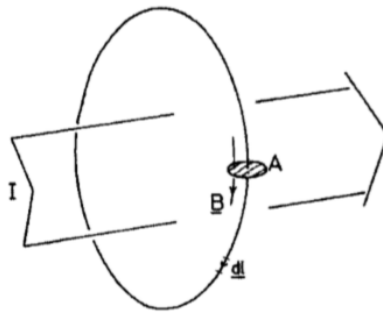


Figura 6.7: Componente poloidal a ser medidas por el diagnóstico Rogowski. Fuente: (Hutchinson, 2002)

Cálculo de la corriente toroidal en *stellarators*

La corriente toroidal en *stellarators* es parte de lo que se conoce como *bootstrap current* (BS); la cual se deriva del gradiente de presión radial y la curvatura toroidal presente en el confinamiento del plasma. Idealmente en *stellarators*, no se espera una corriente toroidal, pues la componente poloidal magnética necesaria para el equilibrio viene dado por las bobinas hélicas del aparato mismo (a diferencia del tokamak donde se espera que la corriente toroidal aporte al equilibrio). De hecho, una corriente toroidal en *stellarators* puede destruir la topología de confinamiento deseada. El cálculo de la corriente toroidal involucra las magnitudes de los gradientes de densidad electrónica y de campo magnético en el vacío, así como efectos de colisionalidad (en un régimen de colisión bajo) entre partículas. En el proyecto de investigación se estimó el orden de magnitud de la corriente *bootstrap*, mediante la expresión analítica simplificada de Boozer and Gardner (1990):

$$I_{BS} \approx 1.46 \frac{\sqrt{\epsilon}}{\iota} \approx 0,5 \text{ A} \quad (6.13)$$

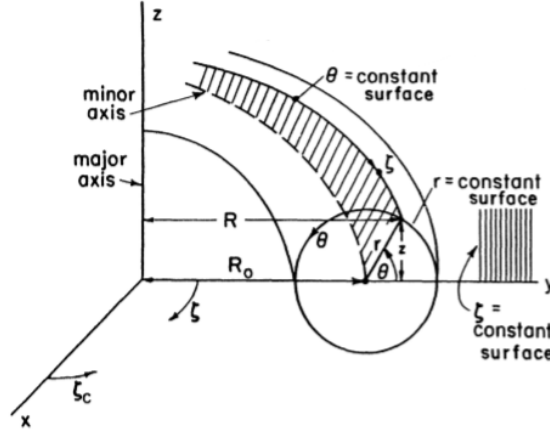


Figura 6.8: Coordenadas cilíndricas toroidales. Fuente: (D'haeseleer et al., 1991)

donde ϵ es el inverso de la razón de aspecto y ι la transformada rotacional. Otra expresión para este mismo cálculo se puede encontrar en Peeters (2000) y es:

$$I_{BS} \approx \sqrt{\epsilon r} p_{prom} / B_p \approx 0,2 A \quad (6.14)$$

siendo p_{prom} la presión promedio, B_p la componente poloidal del campo. Según la estimación del orden de magnitud de la corriente dada en la ecuación 6.13, se desarrolló un circuito integrador, presentado más adelante.

6.2.2. Bobinas de Mirnov

El principio físico de las bobinas de Mirnov es similar al presentado para las bobinas de Rogowski. Los Mirnov son bobinados solenoides que miden campos en forma más local que los Rogowski. Para los diagnósticos Mirnov, es importante tener en cuenta la posición toroidal y poloidal de los mismos, pues estos miden modos de resonancia MHD (fluctuaciones magnéticas que tienen frecuencias de Alfvén eigenmodes). Estos se colocarán dentro de la cámara lo más cerca posible de la región límite del plasma confinado. La variación del campo magnético se da principalmente en forma perpendicular a la corriente de plasma i.e. perpendicular al eje magnético (Endler et al., 2015), por lo tanto se colocarán los diagnósticos Mirnov para medir cambios poloidales de campo para las distintas formas de la sección transversal (en 0° , 45° y 90° o ángulos con la misma forma de sección transversal) del plasma dentro de la cámara de vacío, en sets que contengan de 10 a 20 unidades de bobinas Mirnov. Es importante tener en cuenta que las bobinas Mirnov se deben colocar según los modos de resonancia MHD y caracterización de la topología magnética del plasma en el stellarator SCR-1, asunto pendiente de calcular. El fin es detectar la estructura espacial y simetrías de resonancia de los modos MHD. Con el propósito de evitar resonancia en la frecuencia

de interés, se recomienda que la inductancia y capacitancia de las bobinas sean bajas, y los cables de la señal deben de ser cortos (Endler et al., 2015). En la figura 6.9 se presentan los distintos tipos de diagnósticos magnéticos usados para medir cada componente del campo magnético helicoidal.

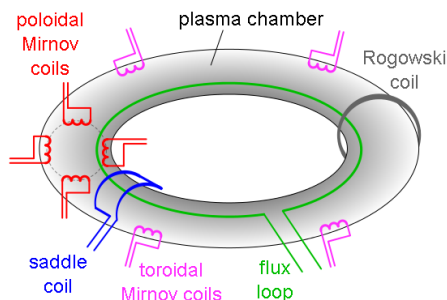


Figura 6.9: Distintos diagnósticos magnéticos según el componente del vector del campo de interés. Fuente: S. Zurek, Creative Commons CC-BY-3.0

6.2.3. *Diamagnetic loop* o Lazo Diamagnético

Si se colocan bobinas (llamadas *diamagnetic loop* DL o lazo diamagnético) en planos poloidales (ver figura 6.10) para un stellarator; estas medirán cambios en el flujo magnético toroidal; el cual viene dado principalmente por las bobinas no-planares del SCR-1 por ejemplo.

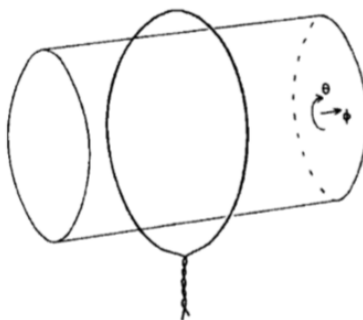


Figura 6.10: Diamagnetic loop alrededor de un cilindro de plasma. Fuente: (Hutchinson, 2002)

Si un pulso de plasma es generado, las partículas de plasma actuarán disminuyendo el campo magnético previsto en el plasma (por eso se dice diamagnético); cambiando así el flujo toroidal a la través del *DL*. El cambio de flujo se puede expresar como (Endler et al., 2015):

$$\Delta\Psi_{dia} = \frac{-\mu_0 W}{3\pi r B_0} \quad (6.15)$$

Donde B_0 es el campo magnético en el vacío y W es la energía del plasma. Existen otros contribuyentes para el cambio de flujo, pero estos son despreciables comparados con la magnitud de la

expresión 6.15. Además, los otros términos del flujo magnético se pueden minimizar colocando el DL perpendicular al eje del plasma (Endler et al., 2015). Las bobinas de compensación (*compensation coils*) se hacen necesarias para pulsos largos (como en el *stellarator* de Alemania W7-X), considerando que cualquier deformación en el área de la bobina afecta en gran medida la señal, además de agregar corrientes de Foucault en la cámara de vacío y pequeñas fluctuaciones de corriente eléctrica de las bobinas principales. Despejando de la ecuación simplificada 6.15 se obtiene:

$$W_{dia} = -3\pi r B_0 \Delta\Psi / \mu_0 \quad (6.16)$$

Así, la energía diamagnética del plasma puede ser obtenida midiendo el cambio de flujo magnético para un pulso dado. Una buena aproximación para el cálculo del cambio del flujo magnético viene dada por (Pustovitov, 2010):

$$\Delta\Psi = \frac{\psi_{pl}}{2} \left(\frac{B_\theta}{B_\phi} - \beta \right) \quad (6.17)$$

Donde el subíndice θ indica componente poloidal, ϕ el componente toroidal del campo, $\psi_{pl} = \pi r^2 B_{phi}$ y β la razón de presión del plasma contra la presión magnética. En este trabajo, se hará uso de la ecuación 6.17 para el cálculo del contenido energético en el plasma del stellarator SCR-1.

En cuanto al tratamiento de las señales provenientes de los sensores magnéticos, tal señal se debe acondicionar y posteriormente ser manejada por un sistema de reconstrucción. Se parte del modelo clásico (circuito equivalente) para un sensor que utiliza una bobina. En la figura ?? se aprecia este modelo.

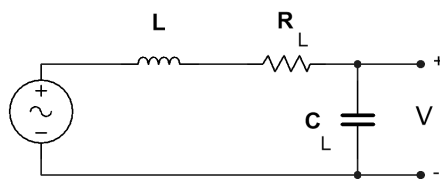


Figura 6.11: Modelo de un sensor magnético que utiliza una bobina. Fuente: Propia

Este circuito tiene una respuesta que se presenta en la figura 6.12 Después del proceso de acondi-

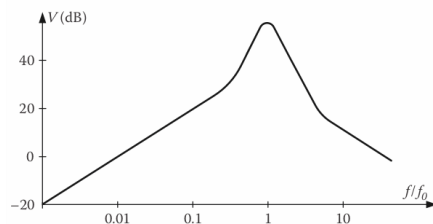


Figura 6.12: Respuesta de frecuencia normalizada a f_0 del circuito acondicionador. Fuente: Tumanski, 2011

dicionamiento, la señal se envía a un sistema de adquisición de datos o proceso de reconstrucción para su posterior uso.

Considerando que la señal proveniente de un sensor magnético es no lineal y no estacional, la reconstrucción debe efectuarse empleando un método que considere tales características. Entre estos métodos están: procesamiento por "Wavelets transformada de Hilbert_Huang". En cuanto al método por Wavelets, a pesar de ser un análisis ampliamente utilizado para sistemas no estacionarios, cuenta con la desventaja de que el escalamiento a puede llegar a ser una limitante para la representación con respecto al tiempo, frecuencia y energía (Huang, 1998).

La descomposición por transformada de Hilbert_Huang hace uso de dos técnicas de análisis: la descomposición empírica de modos (EMD) y la transformada de Hilbert. La EMD es un procedimiento para el análisis de datos y fue propuesto por Norden E. Huang hacia finales de los 90. Dentro de sus principales características se encuentra su alta capacidad de reconstrucción de la señal original a partir de las componentes estimadas (que también lo hacen los métodos espectrales de Fourier y Wavelets. Sin embargo la interpretación de cada una de sus componentes (así como sus combinaciones), lo cual es aún un área en estudio, puede llegar a relacionar de una mejor forma los datos obtenidos y el sistema en estudio (Huang, 1998).

6.3. Propagación de ondas en plasma

6.3.1. Relación de dispersión

Las ondas electromagnéticas propagadas a través del plasma sufren variaciones en frecuencia de acuerdo con su posición espacial en el medio. Variables como el campo magnético externo y la densidad electrónica pueden definir regiones donde la onda le sea imposible propagarse y se refleje, así como zonas donde ocurre un amortiguamiento del 100 % (Stix, 1992). A partir de lo anterior, es importante conocer un relación matemática que nos permita abarcar todas las variables mencionadas anteriormente, por lo que definimos la función de dispersión, expresada como:

$$\omega = \omega(k) \tag{6.18}$$

Para encontrar la ecuación 6.18, se considera un plasma con iones y partículas neutras en reposo y electrones en un movimiento colectivo bajo la acción de fuerzas externas, isotrópico, magnetizado, sin efectos debido a la temperatura finita de los electrones y las dimensiones del plasma son mayores en comparación con la longitud de onda de la onda electromagnética incidente. Además, tanto iones como electrones son idealizados como fluidos cargados, los cuales conforman al plasma como un único fluido (Wakatani, 1998). Esto permite caracterizar el movimiento de los electrones, a partir de una ecuación de fuerzas (llamada ecuación de momentum), la ecuación de continuidad y ley de Ohm, expresadas como:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{v} \rho_m = 0 \quad (6.19)$$

$$\rho_m \left(\frac{\partial \mathbf{v}_m}{\partial t} + (\mathbf{v}_m \cdot \nabla) \mathbf{v}_m \right) = \rho_m \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla P \quad (6.20)$$

$$(6.21)$$

donde \mathbf{E} y \mathbf{B} son los campos eléctrico y magnético externos al plasma, P es presión, ρ_m la densidad de carga eléctrica y \mathbf{J} la densidad de corriente, entendidas como:

$$\rho_m = en(m_i + m_e) \quad (6.22)$$

$$\mathbf{J} = ne(\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i) = nev_m \quad (6.23)$$

con v_m como la velocidad del centro del masa del fluido. Para las ondas electromagnéticas, se considera los campos eléctrico y magnético oscilantes de acuerdo con:

Los campos eléctrico y magnético de las ondas electromagnéticas se expresan como:

$$\mathbf{E} = \tilde{\mathbf{E}} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (6.24)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \tilde{\mathbf{B}} e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \quad (6.25)$$

Donde $\tilde{\mathbf{E}}$ y $\tilde{\mathbf{B}}$ son las amplitudes de los campos y \mathbf{B}_0 es el campo magnético externo al plasma. Para el tratamiento de las ondas electromagnéticas, se utiliza las ecuaciones de Maxwell dadas por

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (6.26)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (6.27)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (6.28)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_m}{\epsilon_0} \quad (6.29)$$

Las ecuaciones y condiciones presentadas anteriormente permiten encontrar la relación de dispersión dada por

$$SN^4 - (RL + PS)N^2 + PRL = 0 \quad (6.30)$$

$$\mathbf{N} = \frac{c\mathbf{k}}{\omega} \quad (6.31)$$

Con los coeficientes

$$\begin{aligned}
 S &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} \\
 D &= \frac{-\omega_{ce}\omega_{pe}^2}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)} \\
 P &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}
 \end{aligned} \tag{6.32}$$

Donde las soluciones de 6.30 son

$$N_o^2 = P \tag{6.33}$$

$$N_x^2 = \frac{RL}{S} \tag{6.34}$$

Esto permite definir dos modos de propagación en el plasma, explicados a continuación.

6.3.2. Modo de propagación ordinario

La relación de dispersión es

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2k^2 \tag{6.35}$$

En la ecuación 6.35, se evidencia que las ondas en modo ordinario no dependen de la magnitud del campo magnético externo, por lo que es posible afirmar que las partículas cargadas que conforman el plasma, no se ven afectadas por la magnetización de este. En realidad, sucede que el vector de campo eléctrico de las ondas en modo ordinario está alineado en la misma dirección que el vector de campo magnético externo, por lo que las partículas no sufren derivas por efectos de la fuerza eléctrica. Además, no es posible que las ondas O se propaguen en regiones donde el plasma oscila a una frecuencia mayor o igual a ω_{pe} , ya que el índice de refracción da valores negativos o se anula. Según lo anterior, se afirma que las ondas en modo ordinario tienen una frecuencia de corte, como se muestra en la figura 6.13 (Chen, 2016).

6.3.3. Modo de propagación extraordinario

La relación de dispersión está dada por:

$$\frac{c^2k^2}{\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega^2 - \omega_p^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_{UH}^2)} \tag{6.36}$$

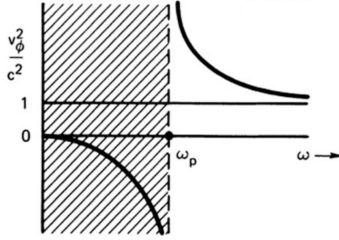


Figura 6.13: índice de refracción vs frecuencia para una onda ordinaria. Fuente: (Chen, 2016)

Donde ω_{UH} es la frecuencia de híbrida superior, donde ocurre la resonancia (zona de absorción) de este modo de propagación. Según la figura 6.14, las ondas extraordinarias cuentan con dos frecuencias de corte (región donde es reflejada).

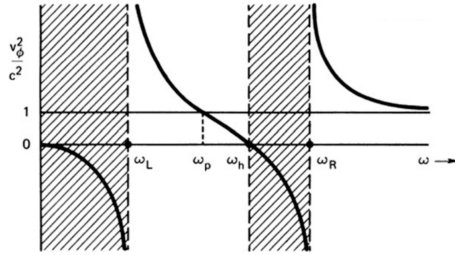


Figura 6.14: índice de refracción vs frecuencia para una onda extraordinaria. Fuente: (Chen, 2016)

Modo de propagación Bernstein

Al introducir los efectos finitos del radio de Larmor al modelo planteado, es posible encontrar una expresión más general que la ecuación 6.30, dada por:

$$\frac{1}{2} k_{\perp}^2 \frac{v_{th}^2}{\omega_c^2} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 \tilde{I}_n(\mu)}{1 + n(\omega_c/\omega)} \quad (6.37)$$

La solución de 6.37, implica un movimiento coordinado de los electrones del plasma, de tal forma que, alrededor de su centro guía y sin que exista una deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ de los electrones (como $\omega \geq \omega_c$), el campo eléctrico promedio se anula en un periodo de oscilación), lo que produce una acumulación de carga propagada en toda la región (aumento en la densidad electrónica del plasma) y una anisotropía de la temperatura electrónica, presentada en la figura 6.15. Además, en el modo Bernstein, la propagación de la onda es aproximadamente longitudinal, de naturaleza electrostática (el campo eléctrico de la onda puede ser escrito el gradiente de una función escalar y no hay campo magnético variable en el tiempo para la onda) y una velocidad de fase más pequeña en comparación con la velocidad de grupo, no posee un límite inferior de densidad de corte de propagación, aunque sí tiene un límite superior; dando como resultado que las ondas en este modo de propagación no pueden viajar por el vacío y deben ser excitadas a una densidad mayor de la densidad que se encuentra en la región donde ocurre la frecuencia híbrida superior (Laqua et al., 2009).

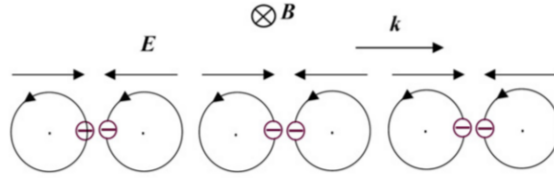


Figura 6.15: giro de los electrones (en morado) al propagarse las ondas electrostáticas Bernstein. Fuente:Laqua (2007)

Mecanismo de producción de ondas electrostáticas Bernstein

Existen dos métodos para lograr ondas electrostáticas Bernstein, llamados X-B y O-X-B. El segundo, presentado en la figura 6.16, consiste en el lanzamiento, a un determinado ángulo entre el campo magnético en el borde del plasma y el vector de onda, de la radiación electromagnética en modo ordinario, desde una zona de magnitud baja de campo magnético. Al reflejarse, ocurren una conversión del modo ordinario al extraordinario. En este último modo al propagarse hacia la región del plasma donde la frecuencia de los electrones del medio es igual a la frecuencia híbrida superior, ocurre un transferencia total de potencia al modo Bernstein (Köhn, 2010).

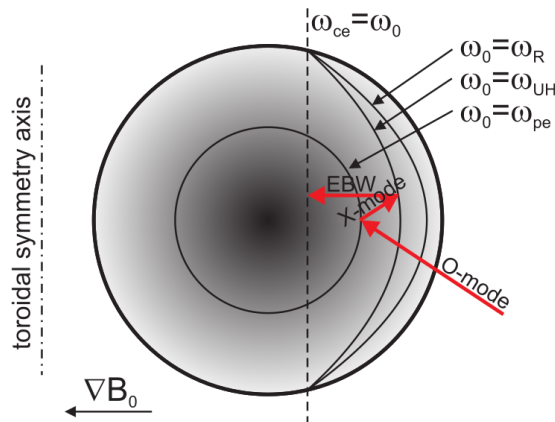


Figura 6.16: Esquema de conversión a ondas electrostáticas Bernstein en el modo O-X-B. Fuente: Köhn (2010)

Una vez conocido los distintos modos de propagación de ondas electromagnéticas, es importante presentar aquellas características importantes que debe tener una guía de onda, la cual llevará la radiación hacia el plasma, explicado a continuación

6.3.4. Guía de ondas

Las guías de onda permiten transportar la energía de las radiación electromagnética generadas de un punto a otro. Dentro de las guías de onda de interés para este trabajo, se encuentran las de tipo rectangular y circular, las cuales propagan en los modos TM y TE (Pozar, 2005). Se presentan las características de cada una.

Guía de onda rectangular

Es una guía de onda que cuenta con un solo conductor y puede propagar únicamente modos TM y TE, con frecuencias de corte bien definidas. Constituye una de las primeras líneas de transmisión utilizadas en canales de comunicación para transportar señales en el rango de microondas. La geometría de una guía de onda rectangular se presenta en la figura 6.17.

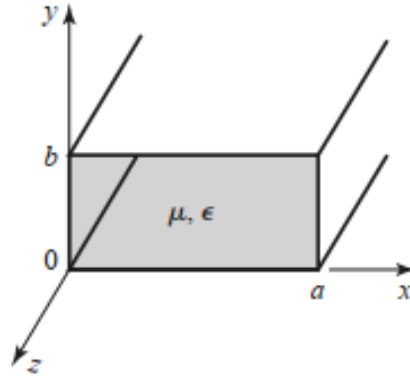


Figura 6.17: Geometría de una guía de onda rectangular. Fuente: (Pozar, 2005)

El modo TE se caracteriza por un campo eléctrico $E_z = 0$ y el campo magnético H_z debe cumplir la ecuación

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_c^2 \right) H_z(x, y) = 0 \quad (6.38)$$

La solución de H_z y los campos transversales de los modos TE_{mn} son

$$H_z(x, y, z) = A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (6.39)$$

$$E_x = \frac{j\omega\mu n\pi}{k_c^2 b} A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (6.40)$$

$$E_y = \frac{-j\omega\mu n\pi}{k_c^2 a} A_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (6.41)$$

$$H_x = \frac{j\beta m\pi}{k_c^2 a} A_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (6.42)$$

$$H_y = \frac{j\beta n\pi}{k_c^2 b} A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (6.43)$$

Donde β , la constante de propagación, es

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (6.44)$$

Cada uno de los modos de propagación posee una frecuencia de corte $f_{c_{mn}}$ dada por

$$f_{c_{mn}} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (6.45)$$

El modo con la menor frecuencia de corte se le denomina modo dominante y bajo el supuesto que $a > b$, el modo dominante ocurre en TE_{10} . Además, los modos TM se caracterizan por tener $H_z = 0$, y su E_z se define como

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_c^2\right) e_z(x, y) = 0 \quad (6.46)$$

La solución para E_z es

$$E_z(x, y, z) = B_{mn} \operatorname{sen} \frac{m\pi x}{a} \operatorname{sen} \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (6.47)$$

Los componentes de campos transversales para los modos TM_{mn}

$$E_x = \frac{-j\beta m\pi}{ak_c^2} B_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \operatorname{sen} \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (6.48)$$

$$E_y = \frac{-j\beta n\pi}{bk_c^2} B_{mn} \operatorname{sen} \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (6.49)$$

$$H_x = \frac{j\omega\epsilon n\pi}{bk_c^2} B_{mn} \operatorname{sen} \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (6.50)$$

$$H_y = \frac{-j\omega\epsilon m\pi}{ak_c^2} B_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \operatorname{sen} \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (6.51)$$

Con una constante de propagación de

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} = \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (6.52)$$

Guía de onda circular

Un cilindro hueco metálico constituye una guía de onda que puede propagar los modos TE y TM, sin embargo los modos TEM no lo hacen ya que posee un único conductor. La guía de onda circular se presenta en la figura 6.18.

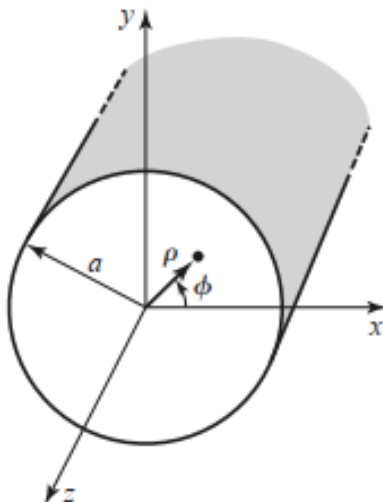


Figura 6.18: Geometría de una guía de onda circular. Fuente: (Pozar, 2005)

Para el modo TE se tiene la condición que $E_z = 0$ y H_z es la solución para la ecuación de onda en coordenadas polares como

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k_c^2 \right) H_z(\rho, \phi) = 0 \quad (6.53)$$

La solución de H_z es

$$h_z(\rho, \phi) = \frac{j\omega\mu}{k_c} (A \sin n\phi + B \cos n\phi) J_n'(k_c\rho) e^{-j\beta z} \quad (6.54)$$

Las componentes de los campos transversales son

$$E_\rho = \frac{-j\omega\mu n}{k_c^2 \rho} (A \cos n\phi - B \sin n\phi) J_n(k_c\rho) e^{-j\beta z} \quad (6.55)$$

$$E_\phi = \frac{j\omega\mu}{k_c} (A \sen n\phi + B \cos n\phi) J_n'(k_c\rho) e^{-j\beta z} \quad (6.56)$$

$$H_\rho = \frac{-j\beta}{k_c} (A \sen n\phi + B \cos n\phi) J_n'(k_c\rho) e^{-j\beta z} \quad (6.57)$$

$$H_\phi = \frac{-j\beta n}{k_c^2 \rho} (A \cos n\phi - B \sin n\phi) J_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (6.58)$$

Las frecuencias de corte para los modos de propagación se definen como

$$f_{c_{nm}} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{p'_{nm}}{2\pi a\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (6.59)$$

Para esta guía de onda el primer modo en propagarse es el modo TE_{11} , por lo que es el dominante. Los modos TM se obtienen a partir de la ecuación:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k_c \right) e_z = 0 \quad (6.60)$$

La solución de e_z es

$$e_z(\rho, \phi) = (A \sin n\phi + B \cos n\phi) J_n(k_c \rho) \quad (6.61)$$

Los campos transversales son:

$$E_\rho = \frac{-j\beta}{k_c} (A \sin n\phi + B \cos n\phi) J_n'(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (6.62)$$

$$E_\phi = \frac{-j\beta n}{k_c^2 \rho} (A \cos n\phi - B \sin n\phi) J_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (6.63)$$

$$H_\rho = \frac{j\omega\epsilon n}{k_c^2 \rho} (A \cos n\phi - B \sin n\phi) J_n(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (6.64)$$

$$H_\phi = \frac{-j\omega\epsilon}{k_c \rho} (A \sin n\phi - B \cos n\phi) J_n'(k_c \rho) e^{-j\beta z} \quad (6.65)$$

La forma de las líneas de campo magnético para los modos de orden menor se pueden observar en la figura 6.19.

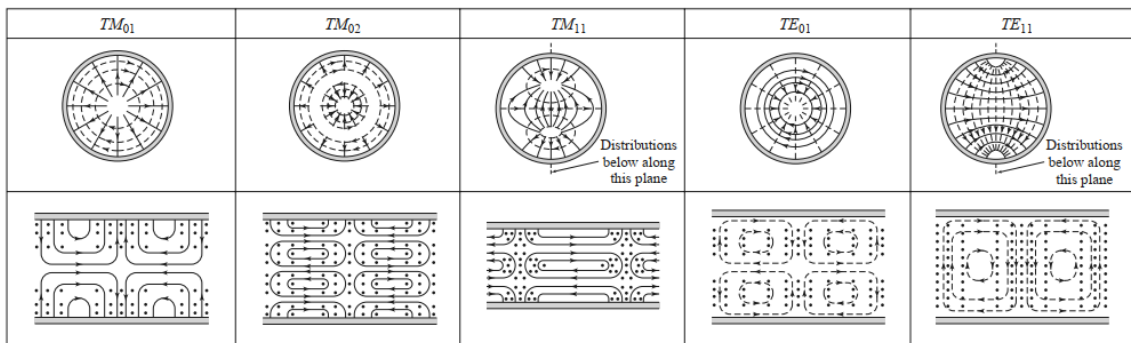


Figura 6.19: Líneas de campo para los modos menores de propagación para una guía de onda circular. Fuente: (Pozar, 2005)

Metodología

La investigación es experimental, con cuasiexperimentos (simulaciones computacionales) y el diseño y construcción de distintos diagnósticos para caracterizar el plasma confinado en el stellarator SCR-1. Se detallará a continuación las principales características de cada uno de los diagnósticos y parámetros de los escenarios de calentamiento en el stellarator SCR-1.

7.1. Bolómetro

La carcasa del bolómetro se basó en la geometría de los puertos del stellarator SCR-1, específicamente los puertos axiales, cuyas dimensiones son 83,13 mm de largo y 72,9 mm de diámetro. La carcasa se compone de tres piezas cilíndricas de acero inoxidable, con diferentes diámetros, soldadas para facilitar su manufactura. En la figura 7.1 se observa el modelo en tres dimensiones de la pieza.

Las partes externas cuentan con las previstas respectivas para su acoplamiento para el SCR-1, por medio de pernos y tornillos para la tapa con el lente interno y cuenta con las muescas para los sellos de Viton requeridos y sugeridos por la empresa que lo fabrica. Sujeta a la tapa del lente, se instala el *pinhole*. Esta es una lámina de acero inoxidable circular, con un diámetro es de 41,92 mm, con un orificio de 0,2 mm de diámetro por donde pasa la radiación a medirse (ver figura 7.2). Al ser removible, es posible modificar el diámetro del *pinhole* para futuras mediciones, sin necesidad de modificar el diseño general. Todas las medidas cuentan con las tolerancias respectivas, indicadas en los planos de construcción del bolómetro, según la norma ISO 128.

Se procedió a simular la señal que se esperaba en cada uno de los fotodiodos, el cálculo de estos valores se dividió en dos fases principales: calcular la emisividad de un plasma de hidrógeno, con las condiciones del SCR-1 y estimar las líneas de visión de cada fotodiodo, asumiendo las características geométricas de la cámara del SCR-1 y el diseño propuesto para el bolómetro. En el caso del cálculo de la emisividad, se consideraron dos procesos radiativos en el plasma que contribuyen en mayor medida a la radiación esperada: la emisión ligada (bound-bound) debida a las transiciones electrónicas de un estado a otro con menor energía de los átomos y moléculas de hidrógeno presentes en el plasma y la radiación de Bremsstrahlung (free-free) producida por electrones al ser desacelerados por colisiones con partículas neutras y cargadas dentro del plasma.

Para el diseño del circuito electrónico del bolómetro, se consideraron dispositivos empleados en

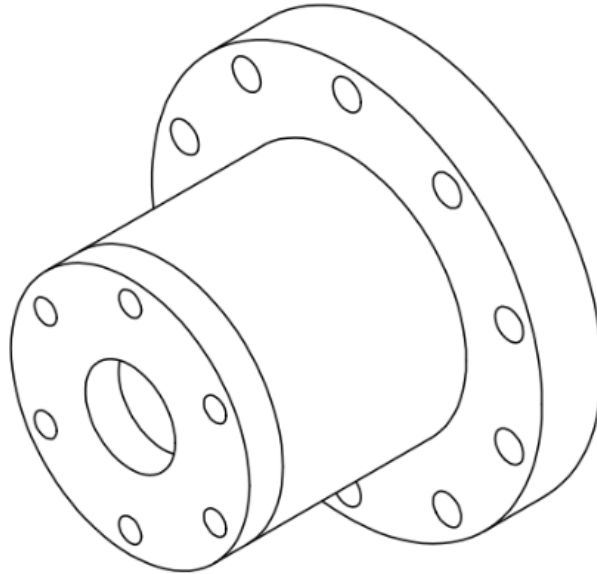


Figura 7.1: Vista 3D de la carcasa. Fuente: Elaboración propia, TEC 2019

stellarators y recomendaciones de expertos del CIEMAT y de la Universidad de Princeton. Se tomó el arreglo de fotodiodos AXUV20, de 20 fotodiodos y una respuesta plana al espectro de radiación esperado en el plasma generado en el SCR-1. Para el amplificador de transimpedancia se consideraron los diseños básicos presentados en (Baker, 2017). Se preparó un prototipo y los resultados fueron satisfactorios, por lo que se hizo el circuito esquemático empleando el software EAGLE y se preparó el diseño del impreso en 4 capas. Se envió a fabricar en EEUUAA y las pruebas realizadas con este PCB (Printed Circuit Board) fueron las esperadas.

7.1.1. YACORA

Investigaciones previas en el stellarator SCR-1, presentaron mapas de Poincare de las superficies de flujo magnético y con ello, se pudo evidenciar la forma del plasma en el interior del dispositivo, para distintas posiciones toroidales. A partir de los mapas, se construyeron los perfiles de temperatura electrónica y densidad electrónica promedio en una línea en la posición a 330° , donde se ubicará el bolómetro durante las descargas del SCR-1. Para el cálculo de la emisividad del plasma, se consideró el rango de la densidad electrónica entre 10^{16} m^{-3} y 10^{17} m^{-3} y la temperatura electrónica entre 1 eV y 20 eV.

Otro parámetro importante para el cálculo de la emisividad es la densidad de hidrógeno molecular presente en la cámara. El hidrógeno molecular no ionizado es el gas de trabajo y uniformemente distribuido al momento de iniciar la descarga. Se considera un modelo donde las partículas están en reposo en comparación con los electrones. Además, solamente una fracción pequeña del gas se convierte en hidrógeno atómico, por esta razón, se consideró que la densidad del gas en la cámara

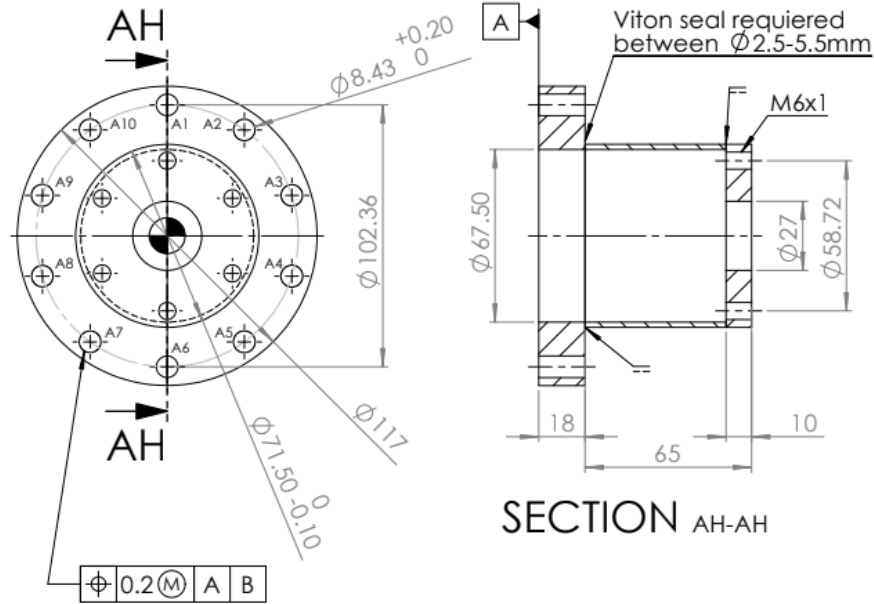


Figura 7.2: Vista lateral y frontal de la carcasa. Fuente: Elaboración propia, TEC 2019

depende exclusivamente de la presión del gas (medida en el interior) y la temperatura ambiente. Considerando esto, una primera aproximación de la densidad de partículas de H_2 por unidad de volumen presente en el plasma se puede entonces estimar, mediante la ley del gas ideal dada por

$$n_{H_2} = \frac{N}{V} = \frac{P}{k_B T}. \quad (7.1)$$

donde N es el número de partículas, V es el volumen del gas, k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura del gas. La fracción del hidrógeno molecular que es ionizada se puede estimar mediante el análisis de los datos obtenidos con el espectrómetro, a partir del espectro y siguiendo los pasos de Dang et al. (2016). La relación entre las densidades del hidrógeno atómico y molecular (n_H/n_{H_2}), a partir de la expresión

$$\frac{I_\gamma}{I_{Ful}} = \frac{X_\gamma^{eff} n_H}{X_{Ful}^{eff} n_{H_2}}. \quad (7.2)$$

donde I_γ es la intensidad de la línea espectral H_γ (434,05 nm), I_{Ful} es la suma de las intensidades de las transiciones de la banda de Fulcher (600 nm – 640 nm). Estas son aquellas transiciones que ocurren entre los estados ($d^3\Pi_u^-, \nu, J$) y ($a^3\Sigma_g^+, \nu, J$). Adicionalmente, de acuerdo con Fantz et al. (2006), la razón entre las tasas de transición efectivas para H_γ y la banda α de Fulcher $X_\gamma^{eff}/X_{Ful}^{eff}$ aproximadamente son 1,3.

Para calcular la radiación de Bremsstrahlung en el plasma se necesitó las magnitudes medias de la temperatura electrónica y densidad electrónica, densidad del hidrógeno atómico y molecular.

Estos valores son requeridos como parámetros de entrada para el código colisional radiativo, llamado YACORA, mediante el cual se obtuvieron los coeficientes de población para cada una de las transiciones consideradas.

Para el caso de las líneas de visión, fue necesario considerar aspectos geométricos como las dimensiones internas de la cámara, el tamaño del *pinhole*, la distancia a la cual se encuentra cada fotodiodo de este y el étendue del sistema, el cual caracteriza cómo varía la amplitud de la difusión de un haz de luz, de acuerdo a la superficie iluminada, específicamente en este caso se realizó una aproximación mediante la siguiente ecuación:

$$\eta_{\text{pinhole}} = \frac{A_d A_p \cos(\theta)}{d^2} \quad (7.3)$$

Donde, A_d es área del fotodiodo, A_p es el área de la apertura, d la distancia del *pinhole* al bolómetro y θ el ángulo a la que se eleva la línea de visión del fotodiodo.

7.2. Diagnósticos Magnéticos

El procedimiento seguido en la elaboración de los diagnósticos magnéticos tomó como base trabajos anteriores en dispositivos similares, particularmente del Wendenstein 7-X reportado por Endler et al. (2015). Se debe anotar que la implementación de los diagnósticos es una tarea de prueba y error. Algunas condiciones particulares del SCR-1, tal como ser un dispositivo con una cámara de vacío pequeña y por lo tanto de espacio limitado para trabajar los diagnósticos a discreción, así como pulsos relativamente cortos y señales de corriente en rangos que van del orden de los miliamperios hasta las decenas de amperios, hacen que la implementación de los diagnósticos magnéticos sea una tarea de gran complejidad. La aproximación ideada para la toma de datos de los tres tipos de diagnósticos magnéticos fue basada bajo el mismo principio, pues ellos trabajan bajo el principio de inducción magnética. La colocación de los tres tipos de diagnósticos no presenta mayores dificultades, pues aparte de consideraciones de eje-simetría respecto al eje magnético, la principal limitante es la cantidad de puertos ocupados por otros diagnósticos o sistemas auxiliares del stellarator SCR-1.

El trabajo de la implementación de los diagnósticos magnéticos se dividió según una aproximación de diseño por fases que idealmente serían autónomas, tomando en cuenta las dimensiones y ordenes de magnitud nominales del campo magnético. Los pasos seguidos fueron:

- (1) Caracterización del cable del bobinado (dimensiones), así como el cálculo de la inductancia y auto-inductancia (en el caso de Rogowski).
- (2) Circuito de acondicionamiento de diagnostico según la señal.
- (3) Sistema de adquisición de datos.
- (4) Sistema de soportes mecánicos para la ubicación de los diagnósticos dentro de la cámara, los cuales estarán en condiciones de vacío y sujetos a fuerzas electromagnéticas.
- (5) Sistemas de calibración de referencia de la señal medida por los diagnósticos.

Una vez hechos los diagnósticos, la aplicación de los mismos en SCR-1 durante pulsos de descarga de plasma requiere de todo un apartado experimental. El diseño CAD se hizo previo para Mirnov, con la idea de imprimir el núcleo de soporte en 3D sobre el cual va el bobinado del cable, presentado en la figura 7.3.



Figura 7.3: Diseño de la la bobina de Mirnov con un diámetro del cilindro de 0,80 cm

7.3. Propagación de ondas electromagnéticas en el stellarator SCR-1

7.3.1. Código IPF-FMDC

El código de onda completa IPF-FMDC (Institut für Plasma-forschung - Finite Difference code for Mode Conversion) se utilizó para la simulación de escenarios de calentamiento del plasma ECRH del stellarator SCR-1. El código IPF-FMDC resuelve las ecuaciones de Maxwell (la ley de Faraday y la ley de Ámpere-Maxwell) y la ecuación de movimiento de fluido para los electrones, mediante el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo. Este método permite optimizar los cálculos de las variaciones de campo eléctrico en el medio, a partir del conocimiento de la magnitud de campo magnético y la densidad electrónica en el medio (Köhn et al., 2008). El código IPF-FMDC calcula el porcentaje de conversión de la interacción (single pass) de las ondas electromagnéticas con el plasma, de un modo ordinario a un modo extraordinario, bajo un mecanismo O-X-B. En su nueva versión, las fronteras del medio son consideradas mediante las paredes interiores del stellarator SCR-1, donde pueden presentarse posibles reflexiones y amortiguamiento de las ondas electromagnéticas.

Como se mencionó anteriormente, fue necesario determinar dos gráficas de contorno: una para la densidad electrónica y otra para la magnitud del campo magnético para un corte toroidal del plasma a 0° . El primero se construyó con un perfil sintético, a partir de distintos valores experimentales de densidad electrónica, siguiendo lo realizado en (Solano-Piedra et al., 2016). El segundo, se calculó a partir del código BS-Solctra (Jiménez et al., 2019). Los parámetros utilizados para la simulación

de escenarios de calentamiento son:

- Ángulo poloidal de inyección de la onda incidente: 0° .
- Ángulo toroidal de inyección de la onda incidente 55° .
- Ancho del rayo incidente en términos de la longitud de onda de la onda incidente: $1.5\omega_0$.

Los escenarios de calentamiento son gráficas de contorno del valor raíz cuadrática media del campo eléctrico de la onda electromagnética incidente al propagarse por el plasma.

7.3.2. Solucionador de Campos Electromagnéticos

Para la simulación de los campos dentro de la cámara del SCR-1 provenientes del sistema de calentamiento se utilizan solucionadores de onda completa. Estos solucionadores modelan la interacción de los campos electromagnéticos con los objetos físicos y su ambiente. Para realizar este modelado se utilizan aproximaciones numéricas a las ecuaciones de Maxwell, lo que se conoce como *computational electromagnetics* (CEM). Las aproximaciones numéricas pueden ser clasificadas al utilizar las formas diferenciales o integrales de las ecuaciones de Maxwell, o si operan en el dominio temporal o de frecuencia. A los métodos anteriores se les conoce como métodos de onda completa.

Las técnicas de onda completa son muy precisas y en ellas se encuentran el método de diferencias finitas en el dominio del tiempo (finite difference time domain FDTD), el método de momentos (method of moments MoM) y el método de elementos finitos (finite element method FEM). Se centran en la idea de discretizar propiedades electromagnéticas como lo pueden ser las corrientes para el método MoM, y el campo eléctrico para FEM y FDTD. El proceso de discretización se conoce como mallado y consiste en la subdivisión de la geometría en elementos mucho más pequeños que pueden ser de 1, 2 y 3 dimensiones, lo que depende principalmente del problema a modelar. La precisión de los métodos es relacionada con la discretización, por lo que se busca un mallado lo más pequeño posible, pero esto implica un mayor uso de recurso computacional.

Para la selección del mejor método de análisis del campo eléctrico generado por el sistema de calentamiento, dentro de la cámara del SCR-1 se analizaron los siguientes aspectos:

- La geometría es en tres dimensiones y no se puede simplificar como planar o multicapa.
- Se necesita una alta exactitud de la magnitud del campo eléctrico en toda la estructura.
- No se necesita un mallado de gran número de celdas debido a las simplificaciones de los puertos.
- Es preferible que el análisis sea en el dominio de la frecuencia.

Basado en lo anterior se definió el método FEM, como se puede observar en el diagrama de la figura 7.4. Para utilizar el método FEM, se propuso el uso del software comercial HFSS de ANSYS

Ans (2020). La mayor ventaja de este código de onda completa es el uso de un refinamiento del mallado generado automáticamente, sin necesidad de la configuración del usuario, lo que resulta en un técnica robusta que garantiza un mallado adecuado con el mejor tiempo de simulación posible.

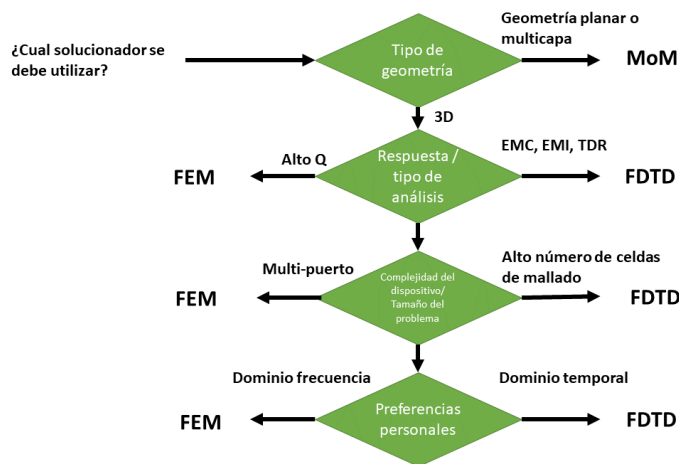


Figura 7.4: Diagrama para la selección de método de simulación para campos electromagnéticos.

7.3.3. Configuración de Software HFSS Ansys Para Análisis del Sistema de Calentamiento del SCR-1

Para el análisis del campo eléctrico en la cámara del SCR-1 se partió de un diseño CAD inicial, con el puerto de radiación ubicado a 330° en dirección radial (donde se ubica el sistema de calentamiento por microondas). Las características geométricas del dispositivo SCR-1 se describen en la tabla 7.1. Para esta simulación no se consideraron los otros puertos, con el fin de reducir el tiempo de simulación debido a una disminución en el mallado y centrarse en los resultados de interés. La vista isométrica se presenta en la figura 7.5.

Tabla 7.1: Especificaciones de la cámara del SCR-1 para el modelado en HFSS.

Parámetro	Magnitud (cm)
Radio mayor toroide	24,77
Radio menor toroide	11,21
Diametro del puerto	16,44
Ancho cámara	1,00

Para la definición de los materiales en el CAD se simplifica el modelo suponiendo que el material de la cámara en lugar de ser aluminio se toma como un conductor perfecto (PEC), lo que simplifica la complejidad del problema. Por otro lado, se toma el interior de la cámara como el vacío definido en la biblioteca de ANSYS por defecto. Los bordes o límites para esta configuración están conformados por un PEC en toda la cámara como se observa en la figura 7.6. No es necesario utilizar

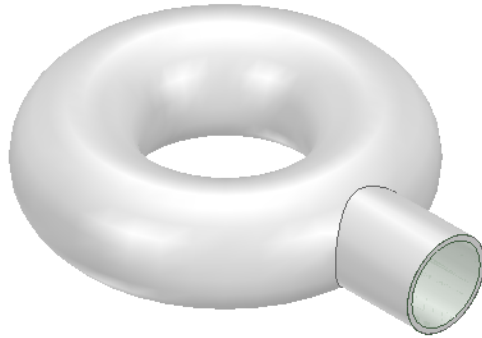


Figura 7.5: Vista isométrica de la cámara SCR-1 para la simulación de onda completa.

limites de radiación o capas perfectamente acopladas (PLM) ya que no se utilizan los puertos que no son de interés. En caso de usar un modelo con más puertos que no se encuentran se tienen que definir como zonas de radiación o PML.

Una vez definidos los límites, se establecen los puertos del sistema. En este caso se tiene un único puerto definido como "P1". El puerto se define de tipo puerto de onda (waveport), ya que esto permite asegurar que la entrada de las ondas a la cámara tengan los modos de excitación esperados. Se espera que el modo principal para una guía de onda cilíndrica, lo que se comprueba al realizar la simulación de onda completa y observar las líneas de campo esperadas para ese modo figura 7.7. Además se excitaron los modos posterior 2, 3 y 4 como se observan en las figuras 7.8, 7.9 y 7.10 respectivamente, pero no son de interés para el análisis del campo eléctrico.

Para la configuración de la simulación, se seleccionó un único punto de análisis en la frecuencia, con magnitud de 2,45 GHz basado en la frecuencia del sistema de calentamiento ECRH. Para este modelo, no fue necesario un barrido de frecuencias. Por último se realizó una simulación similar a la de un solo puerto pero se colocó otro puerto en dos posiciones diferentes, ángulos 150° y 210° en dirección toroidal, con el fin de analizar las ventajas de utilizar otra fuente de microondas en la cámara del SCR-1.

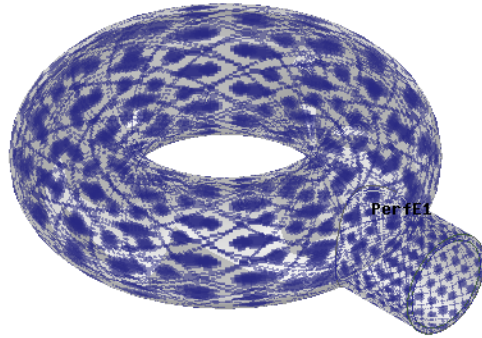


Figura 7.6: Definición de límites para la cámara del SCR-1 en vista isométrica.

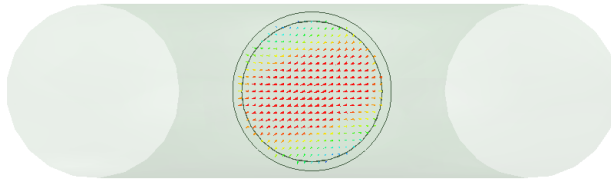


Figura 7.7: Modo principal de excitación o modo 1 para la cámara SCR-1. Se comprueba la excitación del modo esperado.

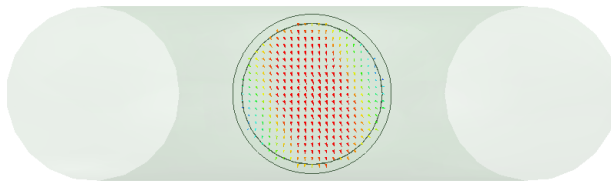


Figura 7.8: Modo 2 de excitación para la cámara SCR-1.

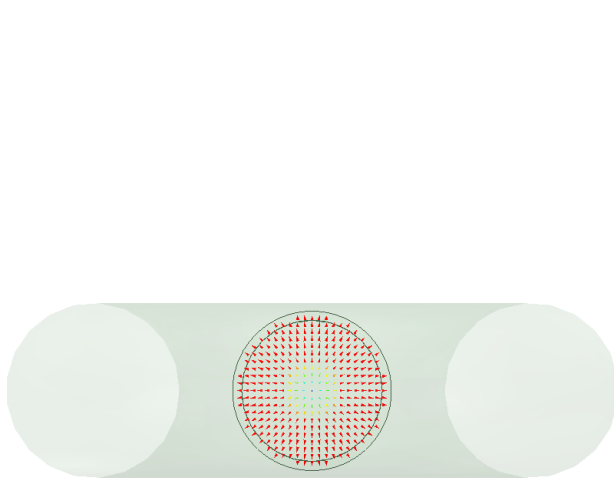


Figura 7.9: Modo 3 de excitación para la cámara SCR-1.

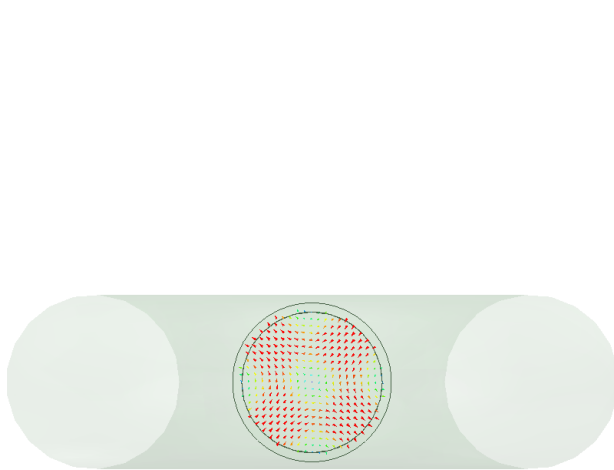


Figura 7.10: Modo 4 de excitación para la cámara SCR-1.

Resultados

A continuación se indican los principales resultados de este proyecto.

8.1. Bolometría

Todos los requerimientos de diseño del bolómetro fueron satisfechos. Algunos de ellos para la carcasa son:

- Removible, para mantenimiento o reposicionamiento del fotodiodo.
- Liviano.
- Bloquea la radiación.
- Metálico.
- Con un *pinhole* que permite la entrada limitada de radiación.
- Tamaño óptimo para iluminar solo la superficie del fotodiodo.
- Lámina del *pinhole* lo más delgada posible, para evitar efectos de refracción.
- La relación de longitud/profundidad de la carcasa no puede medir más de la profundidad del puerto a utilizar.

Finalmente se procede a la fabricación del bolómetro con la empresa Lesker and Kurt, en acero inoxidable tipo 304L, el acabado del mecanizado es 63 Ra, y para las superficies de sellado es 32 Ra, los huecos son para tornillos tipo M6. Como se puede observar en la figura 8.2.

Posterior a la revisión bibliográfica realizada y considerando las características particulares del plasma esperado en el SCR-1, se utilizaron sensores AXUV, especializados en la detección de ondas electromagnéticas en las regiones del ultravioleta y rayos X. Las líneas espectrales medidas y simuladas para el plasma no abarcaron la mayoría del espectro emitido por el plasma pero fue una herramienta útil para estimar el pico del espectro generado en una descarga del stellarator SCR-1. Debido a que el objetivo de un bolómetro es medir la intensidad de la radiación total que emite el

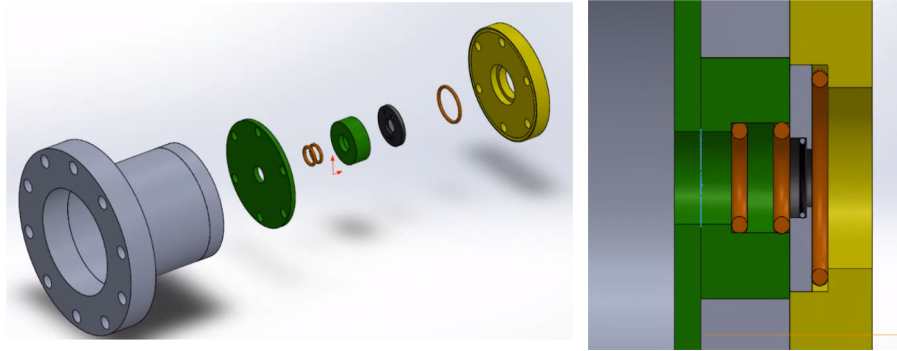


Figura 8.1: Diseño final del bolómetro para el SCR-1. Fuente: Elaboración propia, TEC 2019



Figura 8.2: Carcasa del bolómetro fabricada. Fuente: Elaboración propia, TEC 2019

plasma, entonces, con la longitud de onda del pico de radiación se estimó que la mayor cantidad porcentual de ondas emitidas tiene energías cercanas a la región de rayos X. Por esta razón, fue útil diseñar el diagnóstico con detectores AXUV, cuyo rango de funcionamiento abarca longitudes de onda desde 1000 nm hasta los 0,0124 nm.

Se consideró un arreglo de detectores capaz de recibir la intensidad de radiación neta de una sección del plasma, con el fin de extrapolar a todo el plasma, aprovechando la simetría en densidad electrónica y así determinar la intensidad de la radiación total que se emite. La resolución temporal de cada sensor fue suficientemente baja para realizar las mediciones durante cada descarga de plasma del SCR-1. Se escribió un código computacional para estimar la energía emitida por unidad de tiempo, volumen y ángulo sólido, debido al proceso de transiciones electrónicas del H y H_2 , sujeto a las condiciones del plasma confinado en el SCR-1. La figura 8.3 presenta los perfiles de emisividad debido a transiciones electrónicas entre los primeros niveles del estado singlete y triplete del H_2 , transiciones entre los seis primeros niveles del H y el proceso de Bremsstrahlung por la interacción de los electrones con los átomos de H ; para el corte 330° en dirección toroidal, asumiendo las condiciones de máxima temperatura y densidad electrónica esperadas durante la descarga.

La radiación por Bremsstrahlung es, por lo general, el fenómeno dominante en plasmas con densidades y temperaturas altas Delgado-Aparicio et al. (2014), situación opuesta al caso del SCR-1. Los resultados mostrados en la figura 8.3 concordaron con lo esperado ya que, la emisividad debida al proceso del bremsstrahlung para el H fue siete órdenes de magnitud menor que la emisividad debida a transiciones electrónicas del H . Cabe destacar que el código creado permitió considerar

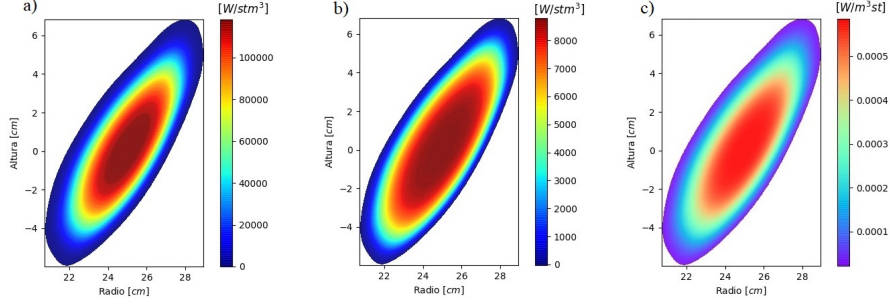


Figura 8.3: Perfiles de emisividad debido a a) transiciones electrónicas del H_2 , b) transiciones electrónicas del H y, c) el proceso de bremsstrahlung, para un mismo corte transversal del plasma confinado en el SCR1.

cualquier corte en dirección toroidal del plasma, dadas sus condiciones de forma, temperatura electrónica y densidad electrónica del plasma. Actualmente, no se cuenta con resultados experimentales de emisividad, no obstante, recientemente el bolómetro fue instalado en SCR-1 y su uso permitiría corroborar los resultados de las simulaciones.

Las transiciones entre el estado triplete del H_2 que decaen al estado $b^3\Pi_u^+$ se encuentran diferenciadas con una línea discontinua en la figura 6.1. La estimación de la emisividad de estas no fue considerada para el puesto que requieren un tratamiento diferente por ser un estado repulsivo (no ligado), de modo que se genera un continuo de longitudes de onda. El brillo de la radiación está relacionado con la señal esperada en cada fotodiodo del bolómetro, calculado a partir de la integral de la emisividad sobre un segmento de la línea de visión del fotodiodo.

$$B_j = \int E_i d\ell \quad (8.1)$$

Las líneas de visión del fotodiodo se trazaron considerando las dimensiones de la cámara, las posiciones específicas del centro de cada fotodiodo y la distancia que existe entre cada uno de ellos y el *pinhole*. Esta línea corresponde a una recta que comienza desde el centro de cada fotodiodo (20 en total), pasando por el centro del *pinhole* y terminando en la última superficie de flujo del plasma. La radiación recibida en cada uno de los sensores correspondió a la radiación emitida por los fragmentos del plasma que se ubicaron a lo largo de esta trayectoria, por lo que el brillo total se calculó mediante la integral sobre la línea de visión explicada anteriormente, como se visualiza en la figura 8.4.

Para este caso, se generó un código computacional que realizara esta integral de forma numérica, dividiendo el área del plasma en N segmentos longitudinales de dimensión $d\ell$:

$$d\ell \rightarrow \sqrt{\left(\frac{D}{N}\right)^2 + \left(\frac{(m\Delta y - h)D}{d * N}\right)^2} \quad (8.2)$$

donde D es el diámetro de la cámara, m el número del fotodiodo que se está considerando (enumerados del 1 al 20), Δy es la distancia entre el centro de dos fotodiodos y h es la altura de la mitad

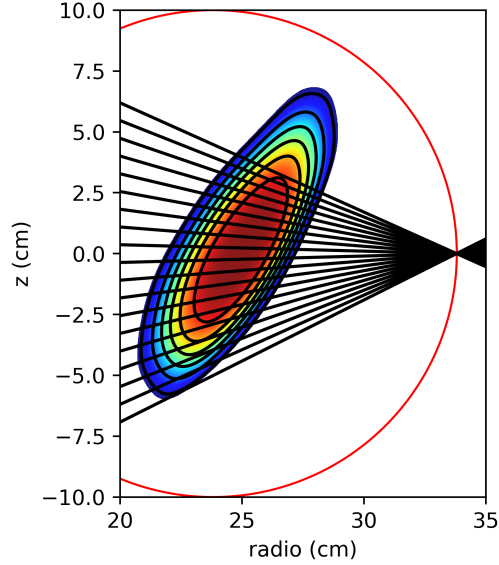


Figura 8.4: Simulación de las líneas de visión para cada una de los 20 fotodiodos del arreglo AXUV en un corte transversal de la cámara con el plasma incluido. El círculo denota la circunferencia del corte considerado en la cámara, se considera el bolómetro posicionado a la derecha

del arreglo de fotodiodos (considerada de esta forma puesto que el arreglo está centrado en $z = 0$). El cálculo del brillo se realiza mediante la ecuación

$$B_j = \sum^N E_N \sqrt{\left(\frac{D}{N}\right)^2 + \left(\frac{(m\Delta y - h)D}{d * N}\right)^2} \quad (8.3)$$

donde, E_N es la emisividad en cada elemento N. Para calcular cuánta potencia por metro cuadrado llega a cada sensor, fue necesario considerar la magnitud de la señal medida para cada fotodiodo; la geometría y el área de cada fotodiodo (calculado a partir de la ecuación 7.3); la responsividad del sensor R_0 y un factor de amplificación de transimpedancia G , lo cual nos da como resultado:

$$\mathcal{S}_j[\text{V}] = G \left[\frac{\text{V}}{\text{A}} \right] \mathcal{R}_0 \left[\frac{\text{A}}{\text{W}} \right] \frac{\eta [m^2 \text{str}]}{4\pi} B_j \left[\frac{\text{W}}{m^2} \right] \quad (8.4)$$

Los resultados de la simulación, bajo las consideraciones del brillo y el étendue en cada uno de los fotodiodos, se muestran en la figura 8.5. Estos representan la potencia recibida en cada uno de los 20 elementos del arreglo. Se obtuvo una señal análoga a la señal ya presentada.

El diseño del circuito electrónico, conjunto fotodiodo-amplificador de transimpedancia, TIA, se realizó tomando en cuenta modelos y dispositivos de mayor aceptación. Por las consideraciones anotadas anteriormente, se escogió un arreglo de fotodiodos AXUV20ELG, con 20 fotodiodos. Asimismo, con la información de las frecuencias del espectro de radiación del plasma, se escogió un

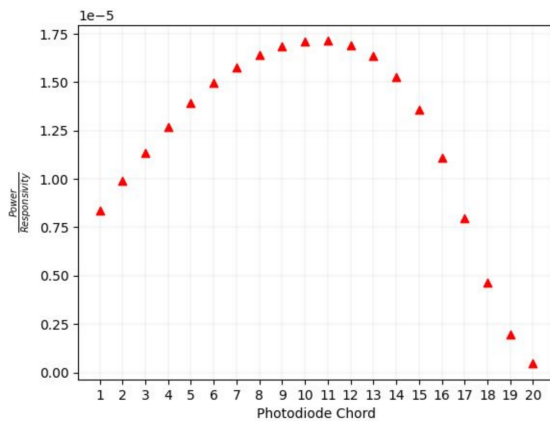


Figura 8.5: Potencia máxima esperada que incide en cada uno de los 20 fotodiodos AXUV del bolómetro durante las descargas del SCR-1.

amplificador operacional con una respuesta dentro de tal espectro. Se generó el circuito esquemático, presentado en la figura 8.6.

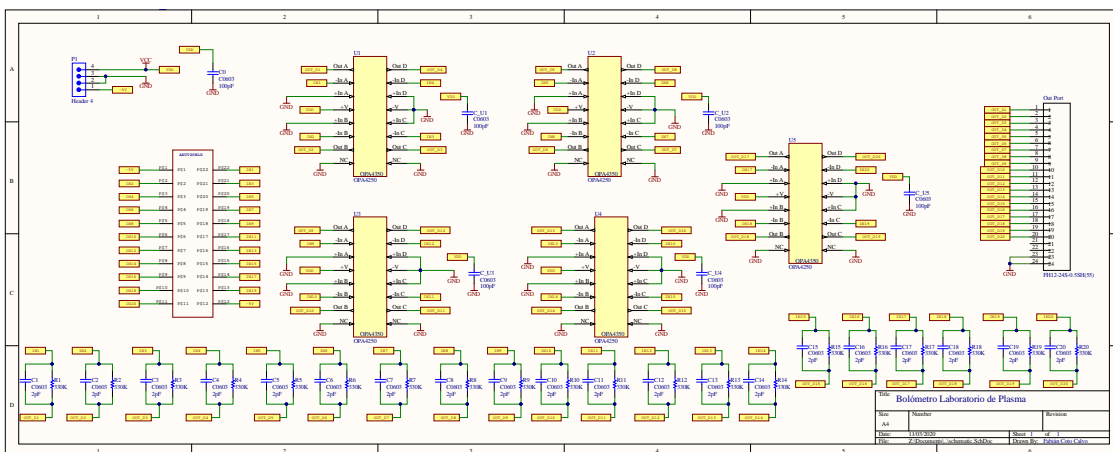


Figura 8.6: Circuito esquemático del bolómetro.

Se realizaron varias pruebas con el prototipo del circuito TIA del bolómetro. En las figuras 8.7, 8.8 y 8.9, se muestran mediciones efectuadas con osciloscopio en el prototipo del TIA. Estas mediciones muestran un comportamiento normal del amplificador, lo que demuestra que su operación está dentro de lo esperado. En las figuras 8.10 y 8.11 se muestran las 2 caras del PCB del bolómetro. Se

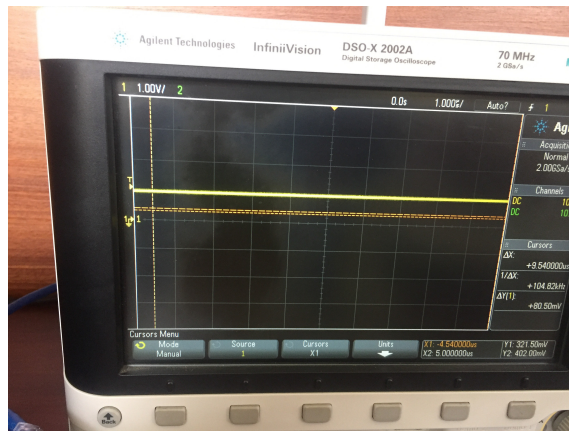


Figura 8.7: Prueba 1 del prototipo.

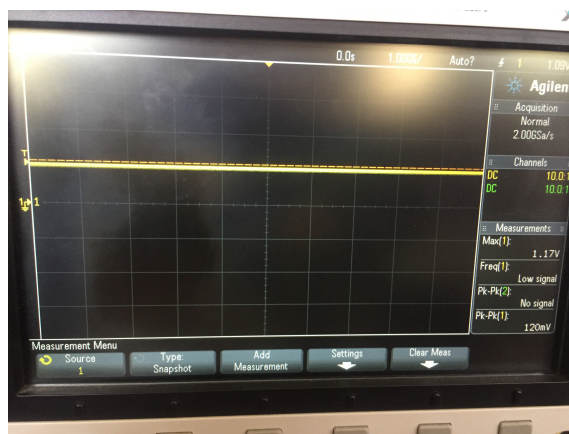


Figura 8.8: Prueba 2 del prototipo.

realizaron las mismas pruebas aplicadas al prototipo al PCB armado con todos los componentes. Los resultados fueron de la misma magnitud que los medidos empleando el prototipo. Esto demuestra que el PCB opera dentro de las especificaciones esperadas, con lo que se aprueba para uso regular como diagnóstico en el SCR-1.

Por otro lado, como se mencionó en el marco teórico, se optó por el diseño de un sistema de adquisición de información, para los datos provenientes del bolómetro, ajustado a las condiciones del Laboratorio de Plasmas. Para ello, se utilizaron 2 sistemas tipo PSOC (Programmable System On Chip), modelo CY8CKIT-050, de la empresa Cypress. Se contaba con estos conjuntos de desarrollo y se han estudiado y utilizado exhaustivamente en varios proyectos. Se pensó en 2 sistemas de estos pues cada uno puede manejar 10 entradas analógicas y el bolómetro proporciona 20 salidas

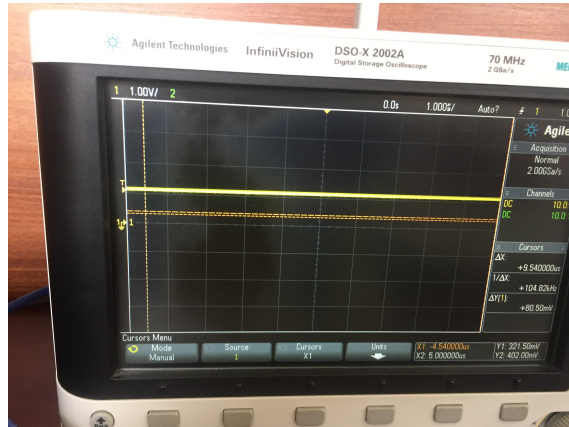


Figura 8.9: Prueba 3 del prototipo.

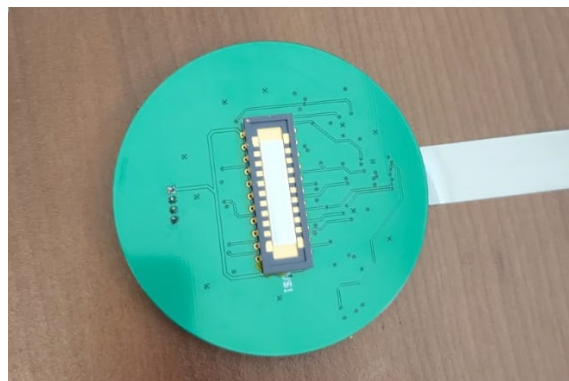


Figura 8.10: PCB. Lado del arreglo de fotodiodos.

de información de la radiación del plasma. Se desarrolló el programa de manejo de la información y se hicieron varias pruebas, a diferentes velocidades de envío de la información. Se optó por trabajar a una frecuencia de 256 KHz pues se logró una reconstrucción de la señal sin alteraciones. En la figura 8.13 se muestra el sistema embebido (PSOC) que se usó para el diseño. En la figura 8.12 se muestra el diagrama de tiempos con información entrante sincronizada por el reloj y las 10 posibles entradas analógicas que acepta el multiplexor del PSOC. La información de sincronización es la que suministra el fabricante Cypress y la frecuencia del reloj es la frecuencia de trabajo que depende de la información y de la limitación del dispositivo. Las pruebas realizadas, enviando primero señales analógicas de una fuente de luz fija y luego una fuente variable, fueron exitosas, logrando una reconstrucción de la señal con un ruido menor al 3%.

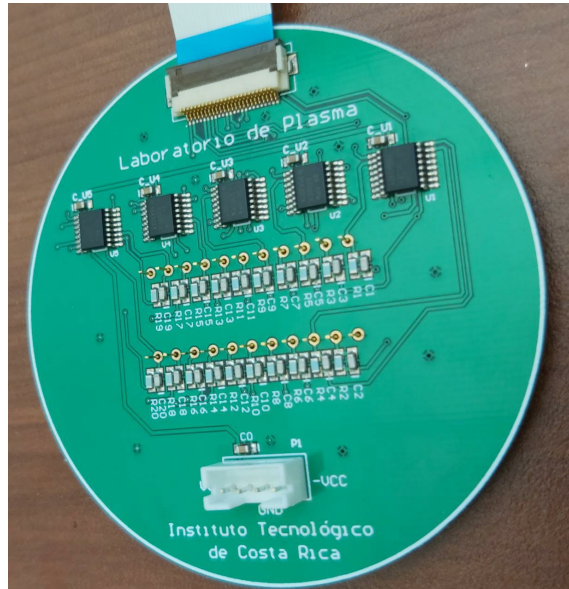


Figura 8.11: PCB. Lado amplificadores.

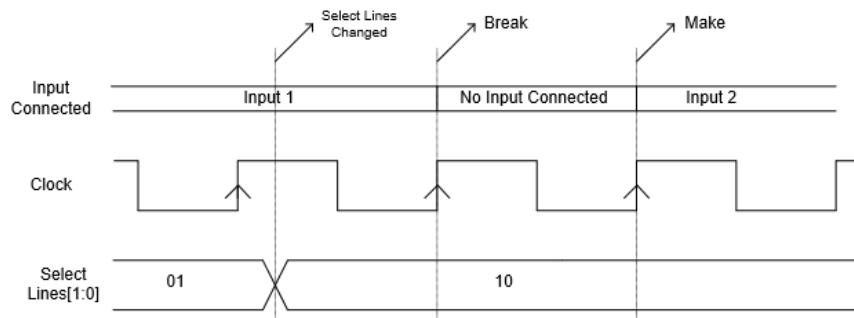


Figura 8.12: Diagrama de tiempos para el multiplexor.

8.2. Diagnósticos Magnéticos

8.2.1. Lazo diamagnético

Para la medición de la tensión inducida en el lazo diamagnético se utilizó el circuito de la figura 8.14. La tensión de salida del circuito está dada por:

$$v_0(t) = k \int V_i(t) dt \quad (8.5)$$

Donde k es la razón entre las resistencias del lazo de compensación y las resistencias del lazo

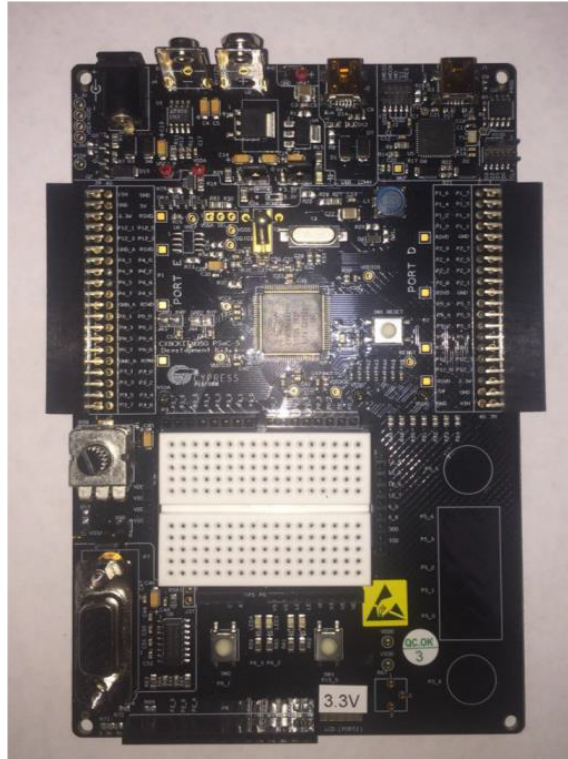


Figura 8.13: Sistema embebido: PSOC.

diamagnético obtenida a partir de la función de transferencia entre la tensión de entrada y la tensión de salida.

$$k = \frac{R_{ceq}}{R_{ceq} + R_{seq}} \cdot \frac{1}{RC} \quad (8.6)$$

Para la simulación del circuito, el valor típico de la resistencia para el lazo diamagnético fue 33Ω y la inductancia de 18 mH. Para el lazo diamagnético, se estimó un mínimo de 32 vueltas y para el lazo de compensación 16 vueltas. Se seleccionó una frecuencia de respuesta de 20 kHz.

Considerando que la distancia del eje de rotación del toroide hasta la mitad de la longitud de la cámara es de 119,5 mm se determina que el cable para el bobinado será 18 AWG (sección 0,8330 mm, diámetro 1,024 mm, resistencia por longitud $23 \frac{m\Omega}{m}$).

Considerando las medidas anteriormente citadas, las dimensiones del lazo diamagnético se muestran en la tabla 8.1.

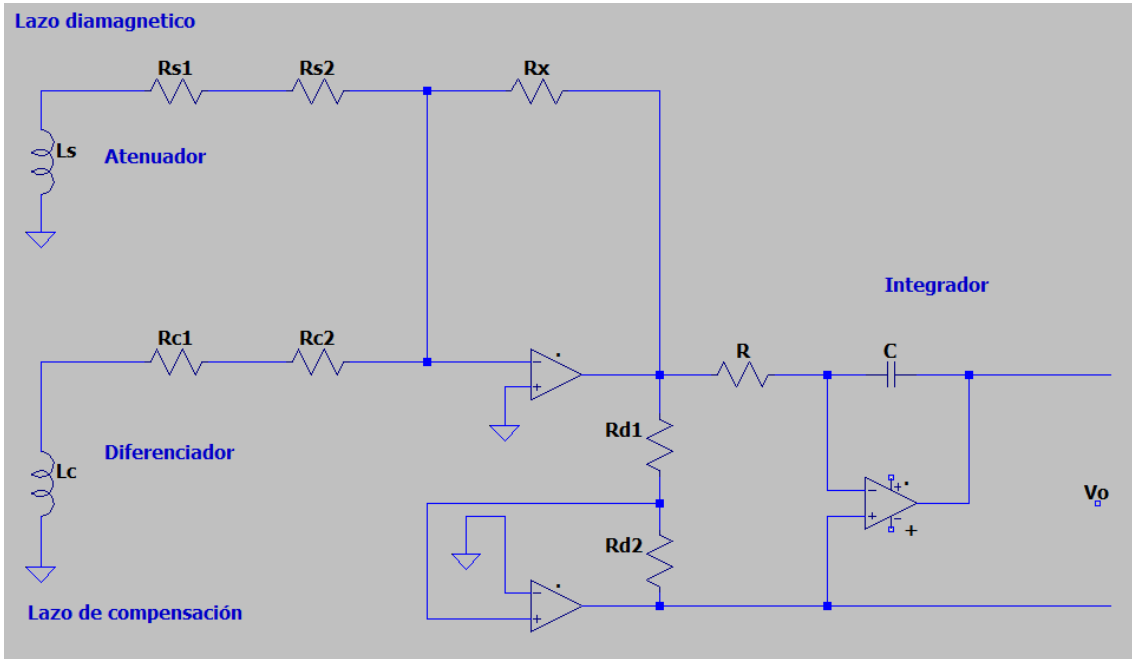


Figura 8.14: Circuito Eléctrico para el lazo diamagnético y su bobina de compensación. Fuente: Elaboración propia, TEC 2019

Tabla 8.1: Parámetros del lazo diamagnético

Parámetro	Valor
Área efectiva	0,0525 m ²
Inductancia	4,2713 μH
Resistencia	0,138 μΩ

8.2.2. Mirnov

Para simular el comportamiento de las bobinas de Mirnov, se consideró el modelo equivalente de la figura 8.16, con el objetivo de estimar el comportamiento de fluctuaciones magnéticas en el plasma. Las bobinas de Mirnov se diseñaron como pequeños integradores que permiten detectar cambios en el campo magnético. Cuando las bobinas se instalen en el SCR-1, se espera observar variaciones en el campo magnético a medida que la frecuencia aumenta, por lo que este modelo servirá para ensayar con un rango de frecuencias desde los 50 Hz hasta los 100 kHz con 3 bobinas, ubicadas alrededor de una columna de plasma.

En el modelo equivalente de la figura 8.16, la bobina tiene una intensidad de campo magnético $B_c \omega$, donde ω es la frecuencia angular y produce una tensión eléctrica de $V_{(\omega)=j\omega ANB_c}$. Para el acople de impedancias, se utilizará $X_m(\omega)$ y la bobina de Mirnov se conectará a una línea de transmisión sin pérdidas Z_o , también conectada a la carga R_o . El acople de impedancia tiene lugar bajo la condición: $Z_o = R_o$. El acople para rangos de frecuencia se obtiene agregando elementos reactivos (capacitores e inductores). Además se logró hacer un modelo para una bobina de Mirnov, el cual se presenta en la figura 8.15.

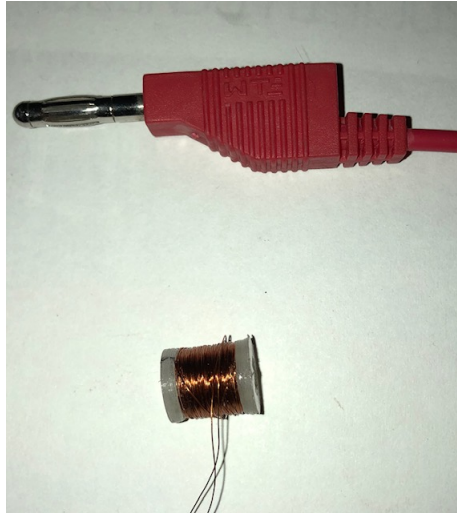


Figura 8.15: Foto de un bobinado de Mirnov

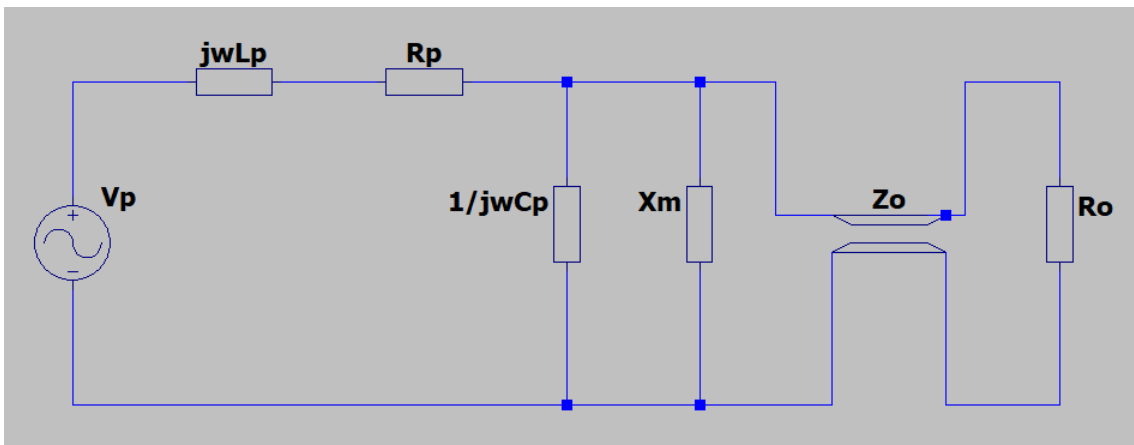


Figura 8.16: Modelo equivalente de impedancia para las bobinas de Mirnov. Fuente: Elaboración propia, TEC 2019.

8.2.3. Rogowski

Algunas especificaciones técnicas sobre la bobina de Rogowski y su circuito de amplificación son:

1. Cable de cobre de grosor 0,80 mm.
2. Número de vueltas: 668.
3. Radio mayor de la bobina: 0,075 m.
4. Área de una vuelta: 0,017 67 m².

Con base en estos últimos datos, se obtuvo una inductancia mutua de $31,47\pi \times 10^{-6}$ H. El alambre se arrolló alrededor una manguera de plástico, por lo que, para efectos prácticos se considera como un núcleo de aire. El bobinado de Rogowski hecho se puede apreciar en la figura 8.17.



Figura 8.17: Foto del bobinado de Rogowski

Circuito de acondicionamiento de la señal

El circuito de acondicionamiento cuenta con un amplificador e integrador, debido a las características de baja tensión proporcionada por la bobina, además se utilizaron amplificadores operacionales para las dos etapas de acondicionamiento: una etapa de integración y una etapa de amplificación.

En la etapa de integración, para obtener una señal proporcional a la corriente se agregó la tensión medida, de tal manera que se utilizaron integradores operacionales, como se muestra en la figura 8.18

Donde este integrador permite obtener la integral de la señal de entrada en la salida. Por medio de la resistencia de realimentación “RF”, se protege al circuito de los casos donde la señal de entrada es una señal de DC o posee componentes de DC que generaría que el dispositivo se sature y ya no integre. La ecuación de amplificación es:

$$v_0(t) = \frac{1}{RC} \int v_{AC}(t) dt \approx 12,7 A v_{DC} \quad (8.7)$$

Donde v_{AC} es componente AC de la señal de entrada, v_{DC} el componente DC de la señal de entrada, A es la ganancia del componente AC del amplificador, $A = \frac{1}{8fRC}$ con f como la frecuencia de corte. Los valores para el circuito de la figura 8.18 son los siguientes $R_1 = 1,0 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 10 \text{ k}\Omega$ y $C = 1,0 \mu\text{F}$. La frecuencia de corte se determina según:

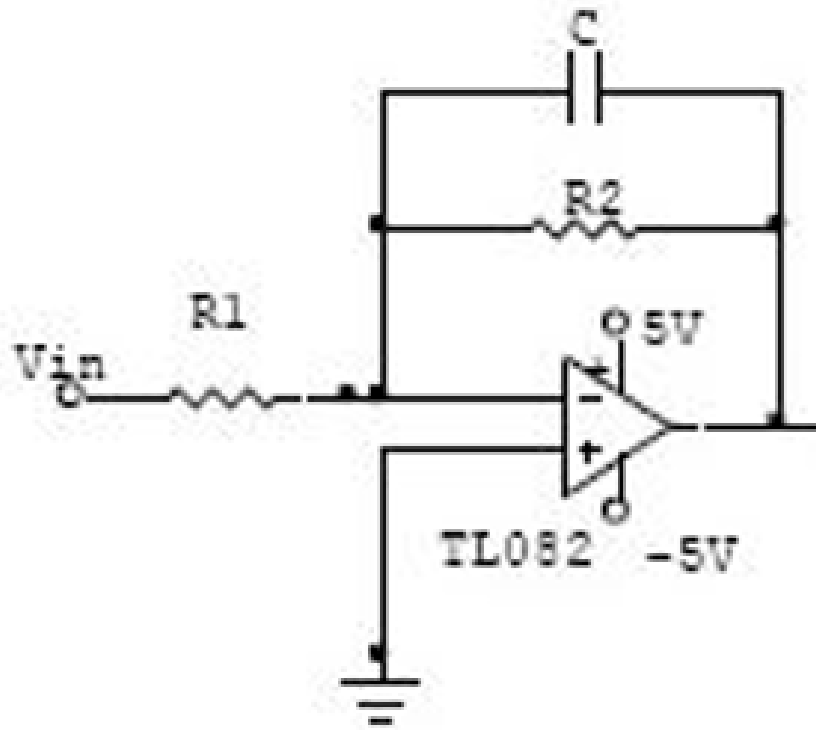


Figura 8.18: Esquemático circuito integrador de Rogowski

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_2 C} \approx 15,9 \text{ Hz} \quad (8.8)$$

Como la frecuencia de trabajo fue de 60 Hz, se diseñó el integrador con una frecuencia de corte menor, debido a que el dispositivo se comporta como un amplificador inversor de cierta ganancia a frecuencias menores que la frecuencia de corte. A mayores valores de frecuencia, se comporta como integrador. Para la verificación del dispositivo se procedió a simularlo con una señal senoidal, en la entrada con una frecuencia de 60 Hz, monitoreando el comportamiento por medio del osciloscopio digital, como se presenta en la figura 8.19.

Debido a que la tensión inducida en la bobina fue muy pequeña, se requirió de una etapa de amplificación que permitiera aumentar el valor de la señal y de esta manera introducirse esta tensión sin dificultad de un convertidor analógico digital, de cualquier circuito de procesamiento sin mayores dificultades. Se propone el uso del siguiente amplificador mostrado en la figura 8.20. Los valores para las resistencias y el capacitor son los siguientes, $R_1 = R_3 = 1,0 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 100 \Omega$ y $C = 10 \mu\text{F}$. Como la tensión inducida en la bobina es muy pequeña en el orden de los nano-voltios como se mencionó anteriormente, se utilizó una etapa de amplificación con una ganancia de 100 veces utilizando el amplificador operacional en modo inversor $A = \frac{-R_2}{R_1} = -100$. Además, se utilizó una resistencia de compensación, con el fin de reducir el efecto de la corriente de polarización

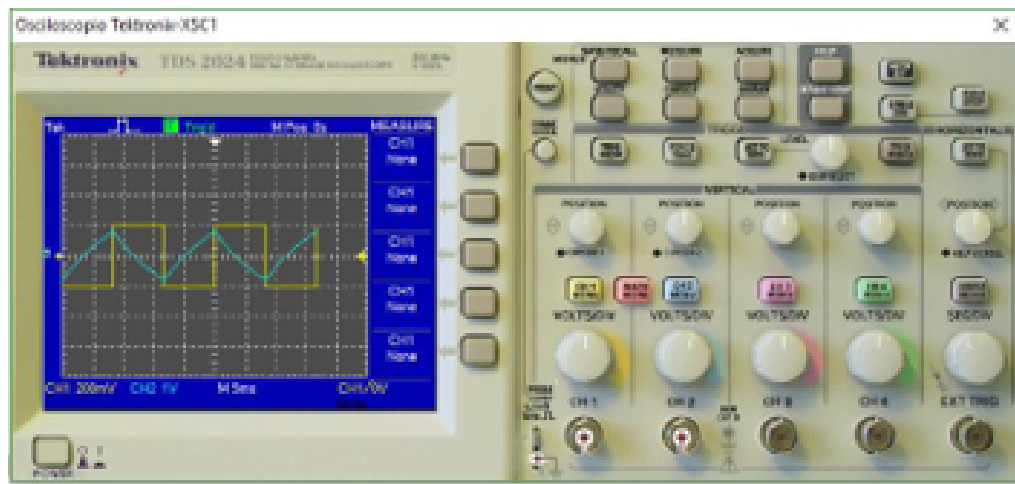
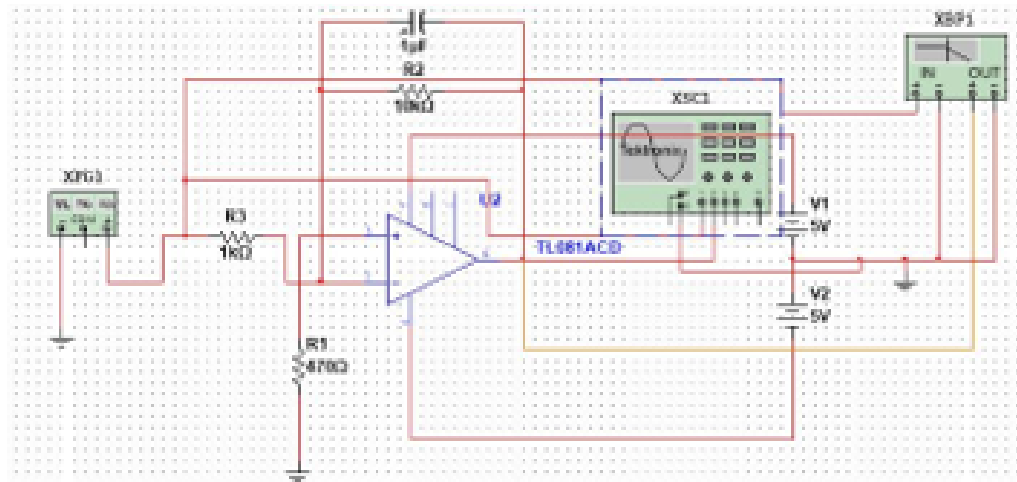


Figura 8.19: Simulación del circuito integrador y su correspondiente resultado en el osciloscopio.

donde con valor de $R_c = 990 \Omega$. Se colocó un capacitor de desacople entre el integrador y la etapa de amplificación debido a que existe un nivel de DC provocado por el integrador. Se realizaron pruebas para varios módulos por módulos: verificación de la tensión inducida en la bobina, del funcionamiento del integrador, del funcionamiento del amplificador y del módulo completo (Bobina, integrador y amplificador).

Sistema de Calibración

Para la calibración o referencia de la señal que se obtenga de la bobina de Rogowski, se cuenta con equipo de sensores magnéticos, marca *Pasco*. Usualmente, se suele relacionar con el voltaje de

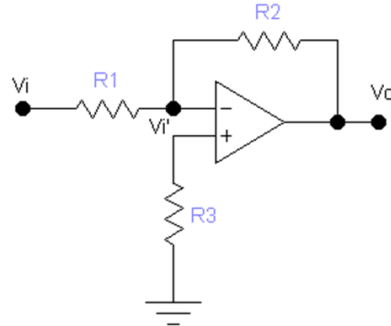


Figura 8.20: Esquemático del amplificador de Rogowski

salida del diagnóstico integrado con la corriente que pasa por la bobina de calibración y después la corriente con el campo de la bobina de calibración mediante la Ley de Ampere, de modo que, finalmente, esté relacionado el output del circuito con el campo magnético. En este proyecto se cuenta el sensor de Pasco, es posible relacionar el output de bobina con un campo directamente. Se tienen cuatro bobinas para el sistema de calibración, presentadas en la figura 8.21, con las que se puede estimar un campo magnético dado por:

$$B = \frac{\mu_0 I N}{2\pi R} \quad (8.9)$$

con $N = 200$, $I_{max} = 2,0 \text{ A}$ y $R = 0,0105 \text{ cm}$, se obtuvo campos del orden de magnitud de $1,0 \text{ mT}$. Antes de las medidas el diagnóstico, se debe colocar dentro de la bobina y ver su respuesta al campo. En la figura 8.22 se presenta la prueba del circuito integrador amplificador.

Sistema de Prueba para el diagnóstico Rogowski

El circuito prototipo para el acondicionamiento de la señal en rogoeski puede verse en la figura 8.22. Un sistema de prueba para el diagnóstico Rogowski fue diseñado y probado (ver figura 8.23). En este sistema *ad hoc* se intentó obtener una señal para la bobina de Rogowski, la cual se colocó alrededor de un cable con corriente creciente, con el fin de emular la corriente bootstrap, esta corriente de la prueba está a rango de los miliamperios. Se encontraron problemas con las resistencias utilizadas para pasar la corriente, pues se necesitó resistencia de potencia mínima de $1,0 \text{ W}$. La rampa de corriente para la prueba debe de mejorarse si se quiere producir corrientes eléctricas de mayor magnitud en tiempos más cortos.

Con base en las ecuaciones generales presentadas en esta sección, para el cálculo de voltajes inducidos con relación al número de vueltas de las bobinas, y utilizando aproximaciones, según la geometría de la cámara de vacío del SCR-1, se obtuvo la cantidad de vueltas por utilizar, según el calibre de cable. En las tablas (agregar referencia a tablas) se presentan las dimensiones de cada

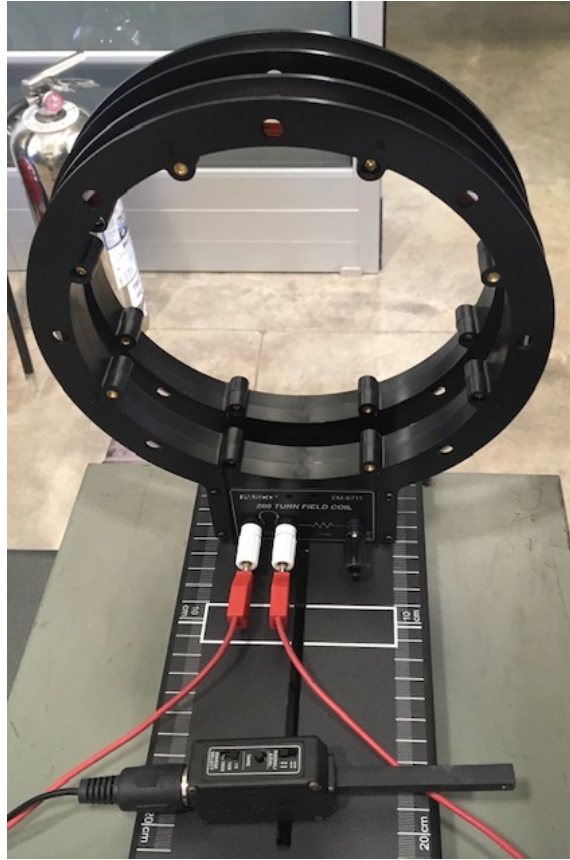


Figura 8.21: Bobinas del sistema de calibración de los diagnósticos magnéticos

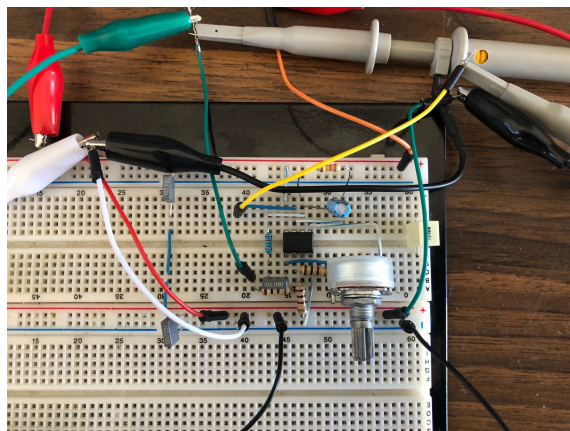


Figura 8.22: Prototipo del circuito integrador-amplificar de Rogowski

tipo de bobina. Para el cable recomendado, 18 AWG, se dan las dimensiones en la tabla 8.2. Con los valores de tal tabla y utilizando las distancias según la figura 8.24 se calculó la cantidad de

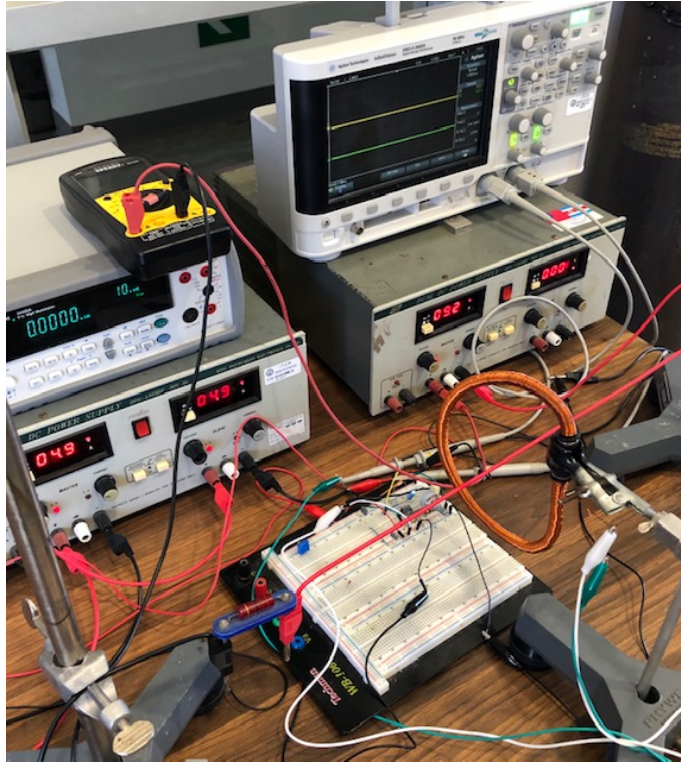


Figura 8.23: Prueba *ad hoc* de diagnóstico Rogowski con circuito integrador

vueltas de las bobinas

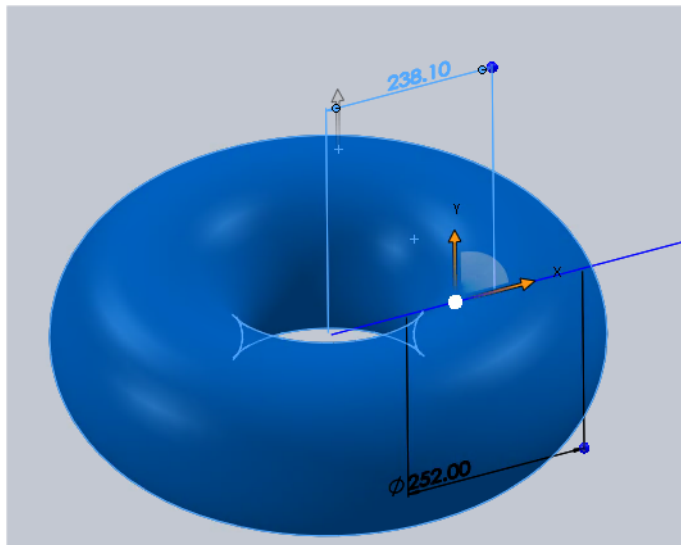


Figura 8.24: Distancias en la cámara de vacío

Parámetro	Valor
Sección	0,8230 mm ²
Diámetro	1,024 mm
Resistencia por longitud	23 mΩ m ⁻¹

Tabla 8.2: Dimensiones cable 18 AWG

Para la bobina lazo diamagnético, en la tabla 8.3 se dan los datos de fabricación. Para la bobina

Dimensión	Valor
Diámetro exterior	183,898 mm
Diámetro interior	181,85 mm
Ancho	8,19 mm
Número de vueltas	16

Tabla 8.3: Dimensiones para lazo diamagnético

de Rogowski se hizo un diseño con una manguera “Full Press 200” y en la tabla 8.4 se presentan las dimensiones.

Dimensión	Valor
Diámetro exterior	12,024 mm
Diámetro interior	11 mm
Ancho	571 mm
Número de vueltas	557

Tabla 8.4: Dimensiones para Rogowski

Para la bobina de Mirnov, y usando 3 bobinas equidistantes alrededor de la cámara de vacío, en la tabla 8.5 se dan las dimensiones de diseño de cada bobina, empleando 2 capas por bobina.

Dimensión	Valor
Diámetro exterior	40,148 mm
Diámetro interior	38,1 mm
Ancho	33,724 mm
Número de vueltas	66
Longitud del núcleo	104 mm

Tabla 8.5: Dimensiones para Mirnov

8.3. Propagación de ondas electromagnéticas en el stellarator SCR-1

Las figuras 8.25 y 8.26 presentan los gráficos de los parámetros de entrada para el código de onda completa IPF-FDMC, creados a partir de un perfil analítico de densidad electrónica y los cálculos de campo magnético del código BS-Soltra.

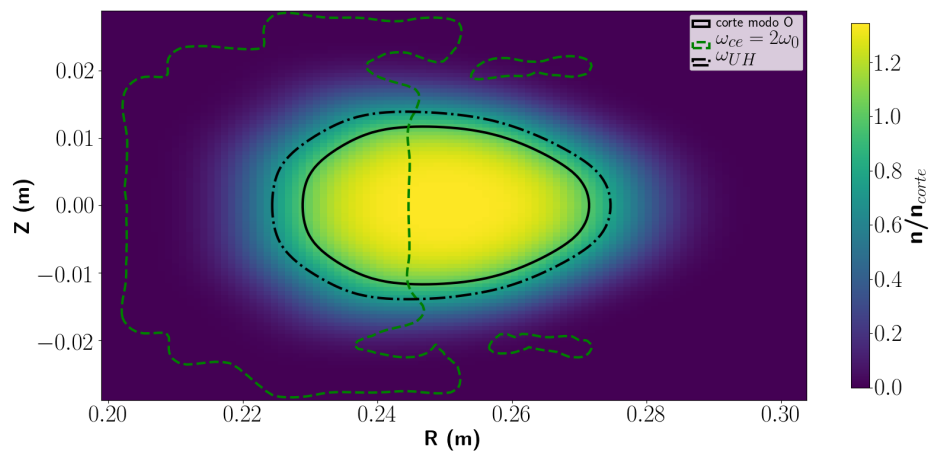


Figura 8.25: Mapa de contorno de la densidad electrónica en la superficie de flujo magnético a 0° en dirección toroidal

La simulación del escenario de calentamiento relevante para este proyecto de investigación se presenta en la figura 8.27 y 8.28. La figura representa las variaciones temporales y espaciales del escenario de calentamiento más sobresaliente.

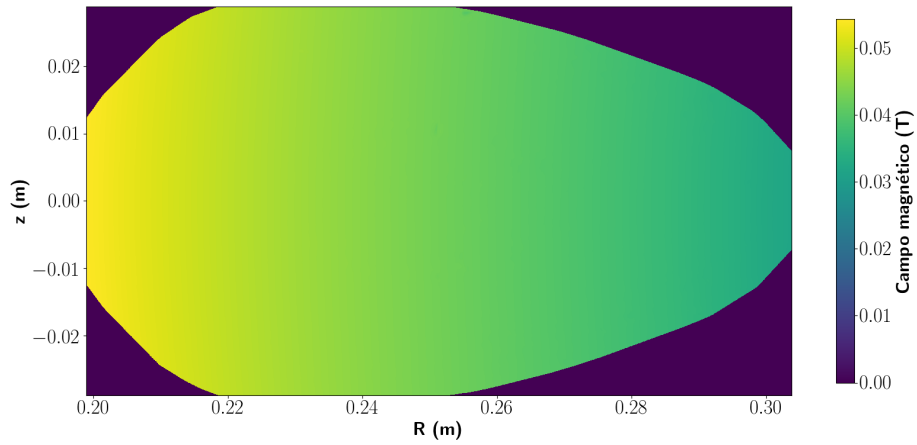


Figura 8.26: Mapa de contorno del campo magnético en la superficie de flujo magnético a 0° en dirección toroidal

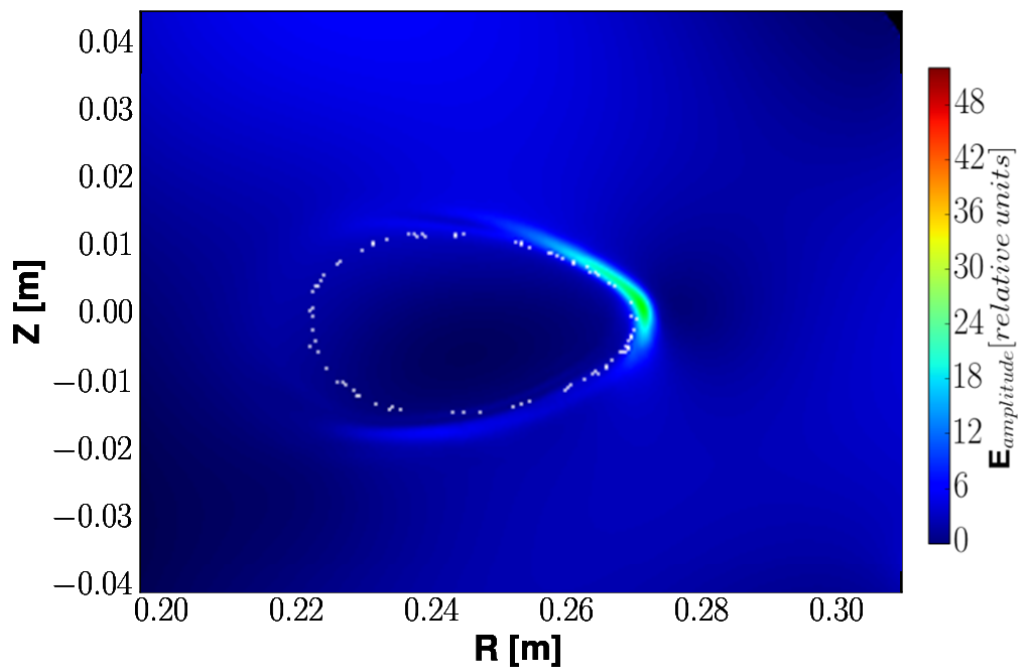


Figura 8.27: Simulación del escenario de calentamiento con una orientación de la antena a 55° en dirección toroidal, a 20 periodos de oscilación

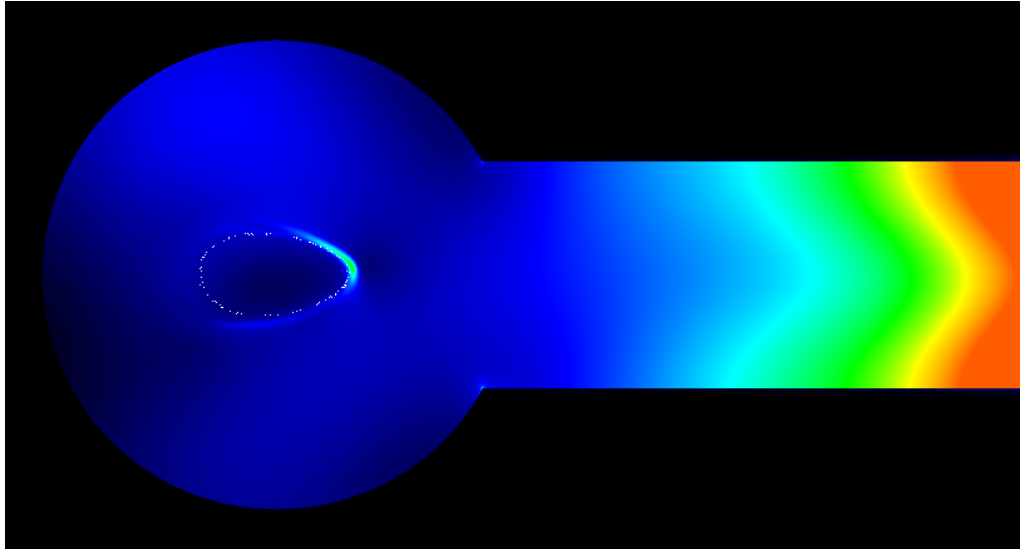


Figura 8.28: Simulación del escenario de calentamiento considerando la geometría del stellarator SCR-1 donde es posible observar la absorción de la onda.

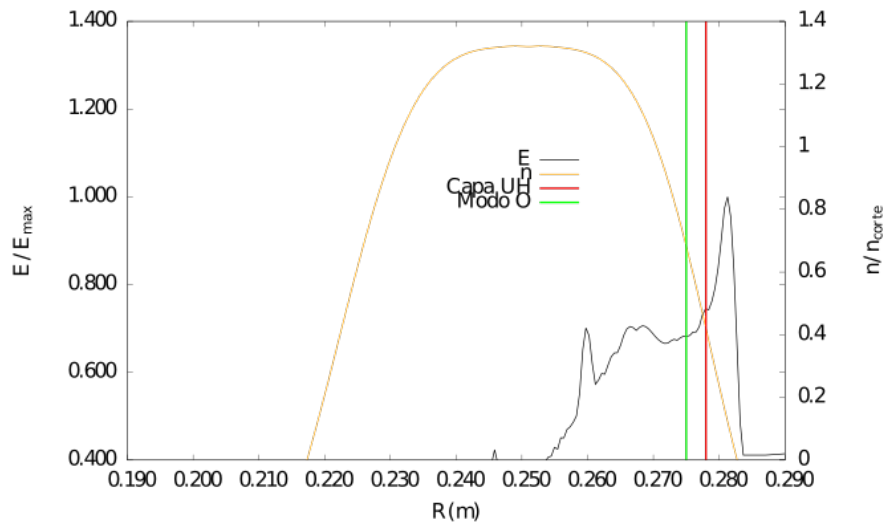


Figura 8.29: Variación del campo eléctrico de la onda incidente en distintas posiciones radiales para el escenario de calentamiento simulado a 0° toroidal, con un ángulo de lanzamiento a 55° en posición toroidal a 1,10 veces de ω_0 .

Las figuras 8.31 y 8.30 presentan el diagrama de campo eléctrico en dos y tres dimensiones, resultantes de la simulación con el software HFSS de Ansys. Cabe destacar que realizó la simulación sin la presencia del plasma y únicamente se consideró la geometría de la cámara del stellarator SCR-1 debido a que la inclusión de un medio como el plasma no está en las opciones del software.

Posteriormente, se simuló con otra fuente de microondas colocada en los puertos de 150° y 210° en

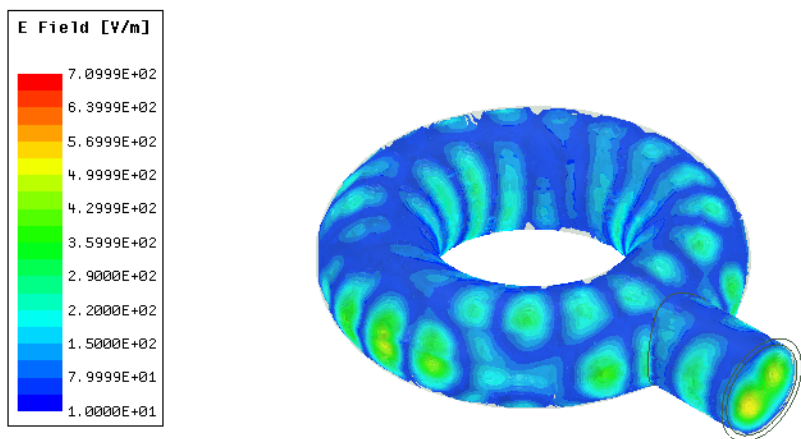


Figura 8.30: Magnitud del campo eléctrico en 3D dentro de la cámara del SCR-1 en vista isométrica.

dirección toroidal. Al colocar el segundo puerto en 150° , se obtuvo la magnitud del campo eléctrico de la figura 8.32.

Para la optimización del sistema de calentamiento ECRH del stellarator SCR-1, se diseñó una antena tipo Vlasov (El Misilmani et al., 2015) permitiría modificar el ángulo de incidencia de la radiación electromagnética en el plasma y permita la propagación de las ondas electrostáticas Bernstein. Como propuesta futura, se buscará implementar tres variaciones de este tipo de antena: un corte simple con un único ángulo como se observa en la figura 8.34 y corte consistente en la inserción de un ángulo adicional de corte como se muestran en las figuras 8.35 y 8.36.

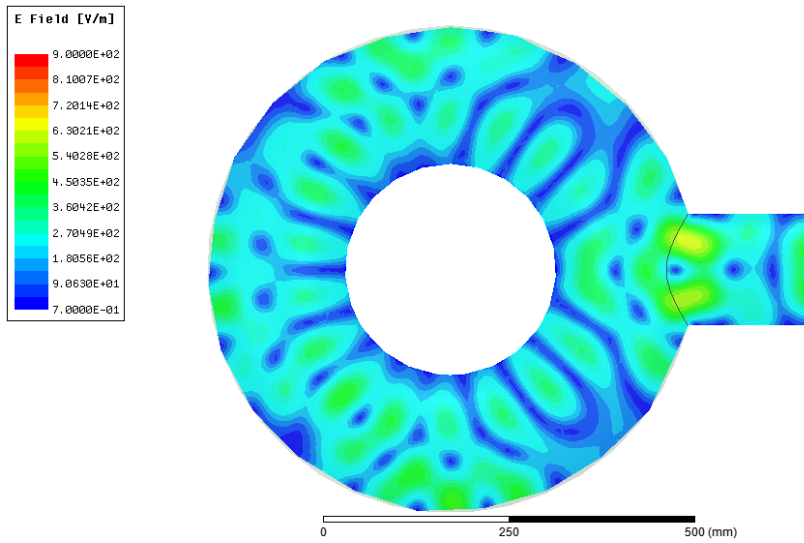


Figura 8.31: Magnitud del campo eléctrico en 2D dentro de la cámara del SCR-1 en vista isométrica. Corte en el plano XY.

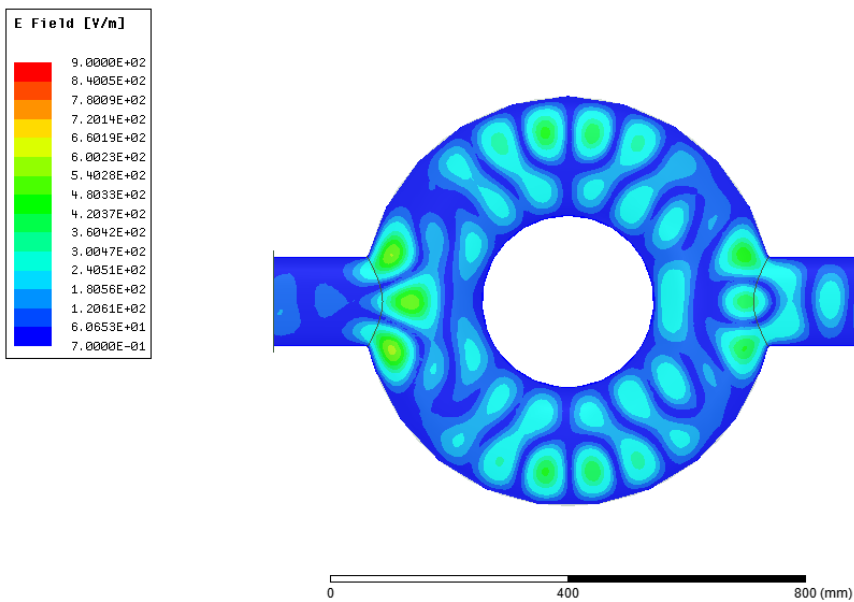


Figura 8.32: Magnitud del campo eléctrico en 2D dentro de la cámara del SCR-1 en vista isométrica con los puertos en 150 y 300 grados. Corte en el plano XY.

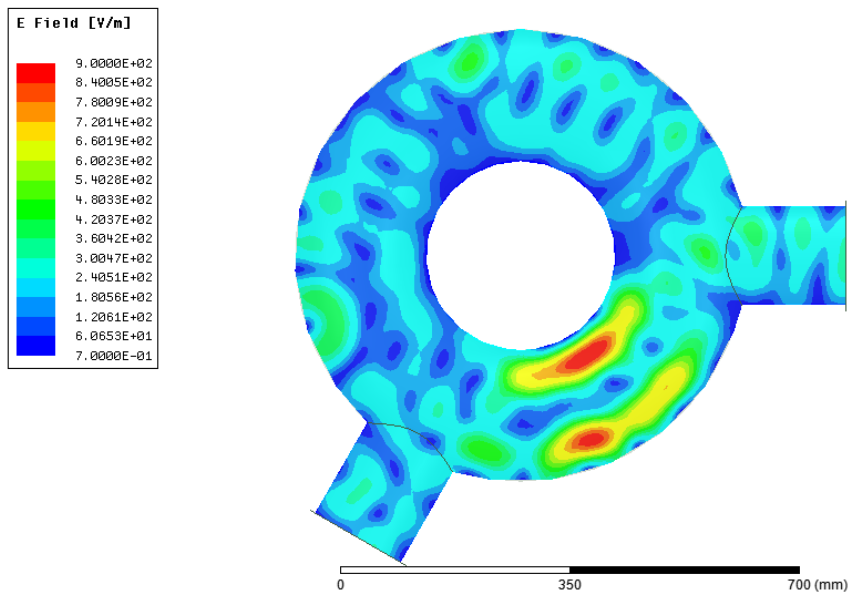


Figura 8.33: Magnitud del campo eléctrico en 2D dentro de la cámara del SCR-1 en vista isométrica con los puertos en 210 y 300 grados. Corte en el plano XY.

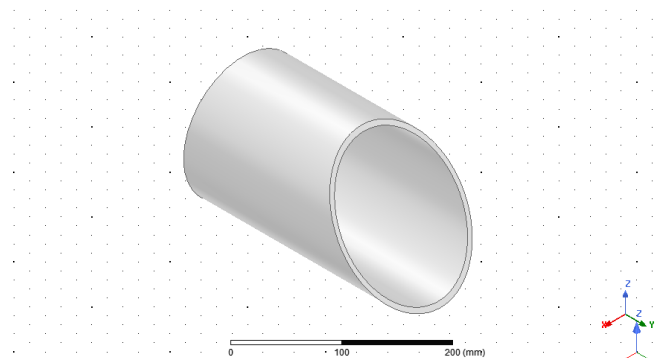


Figura 8.34: Antena vlasov tipo 1. Vista isométrica.

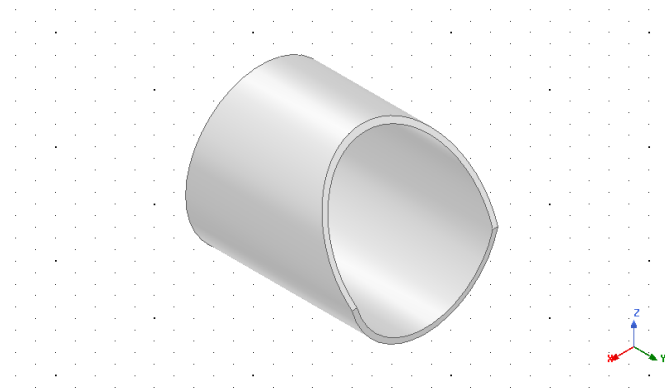


Figura 8.35: Antena vlasov tipo 2. Vista isométrica.

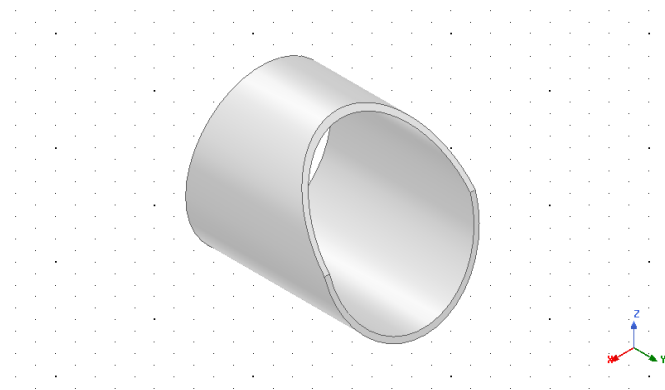


Figura 8.36: Antena vlasov tipo 3. Vista isométrica.

Discusión y conclusiones

9.1. Bolometría

Se diseñó un bolómetro utilizando un arreglo de fotodiodos capaz de medir el amplio espectro de la radiación producida en el plasma del SCR-1. Adicionalmente se diseñó y construyó la estructura mecánica para la integración del sistema electrónico y óptico. La literatura sobre diseño de bolómetros es escasa, especialmente en cuanto sistemas electrónicos y mecánicos, por lo que se debió profundizar en todas las características eléctricas de componentes y calcular varios escenarios, delimitando parámetros sensibles para no provocar inestabilidad en la operación. El diseño logrado es eficiente, con una relación señal/ruido alta y una operación que se ajusta a los requerimientos impuestos. La limitación del espacio para alojar el PCB impuso severas restricciones en el dimensionado del tamaño y tipo de componentes. Se utilizó un diseño de PCB de 4 capas, con lo que se obtuvo un tamaño satisfactorio para alojarlo en la guía de acero inoxidable que se coloca en el toroide del SCR-1. Además, se diseñó un sistema de adquisición de datos ajustado al bolómetro, con tiempos de acceso a la información que permiten la reconstrucción de tal información en forma íntegra, a pesar del proceso analógico/digital/analógico que puede provocar pérdida de información si se descuida el diseño.

El diseño de sistemas electrónicos para la adquisición y procesamiento de información resulta una herramienta indispensable para el avance en proyectos de investigación en fusión nuclear, ya que son el medio para la obtención de datos. Para diagnósticos magnéticos se han utilizado modelos equivalentes y circuitos acondicionadores de señal ajustados a las necesidades y requerimientos del SCR-1, lo que facilitará en etapas posteriores la optimización de muchas mediciones relacionadas a flujo magnético y corriente en el plasma. Cabe mencionar que la literatura en cuanto al desarrollo de sistemas electrónicos en fusión nuclear es escasa, por lo que tanto las simulaciones como diseños representa un aporte a la comunidad.

La evaluación de la emisividad permite estimar la potencia que se espera obtener en cada uno de los fotodiodos y por lo tanto la corriente que se podría medir en cada canal del Bolómetro. Los perfiles de emisividad y la señal esperada en cada fotosensor del diagnóstico, son un cálculo común en los dispositivos de fusión Delgado-Aparicio et al. (2014), sin embargo los resultados son particulares de la configuración específica de cada experimento y el plasma que se genera en cada uno, por lo que no son directamente comparables.

El diseño de estructuras para alto vacío como el implementado en el bolómetro, requiere de importantes consideraciones tales como la presión interna en la cámara del SCR-1, para evitar fugas; además se requiere de que cualquier material con cara al plasma no gasifique. Adicionalmente para el dimensionamiento del *pinhole* deben considerarse la distancia focal de la fuente de emisión así como el ángulo de visión proveniente del plasma. Para este estudio el diámetro del *pinhole* es de 0,77 mm.

9.2. Diagnósticos magnéticos

El diagnóstico de Rogowski desarrollado tuvo una respuesta esperada según sus características, un mejor conocimiento de las corrientes que ocurren en las descargas de plasma del SCR-1 se hace necesario para optimizar la medición que se puede lograr con el mismo. Para incrementar la sensibilidad de Rogowski se necesita aumentar el número de vueltas del bobinado así como aumentar el área de cada bobina del solenoide. Para este propósito el tipo de cable puede cambiarse a uno más delgado. Un cuidado especial tiene que ver con la proximidad del cable con respecto a la cámara metálica de vacío, el Rogowski no debe tocar la cámara, no obstante es recomendable que su posición quede justo en el límite del plasma confinado. Además, un núcleo ferromagnético podría utilizarse en caso de que sea necesario medir corrientes por debajo de los miliamperios. El Rogowski debe de ir dentro y fuera de la cámara de vacío; cuando se coloca dentro de la cámara, éste requiere un recubrimiento especial; un material termocontraíble puede ser la mejor opción en ese escenario. Las mismas consideraciones se puede hacer para el Mirnov, para el cual se debe poner especial atención al posicionamiento con respecto al eje magnético, en esta primera fase del proyecto, una distribución simétrica de 10 sets de pequeños solenoides Mirnov (como el presentado en la figura 8.15) midiendo flujos poloidales puede dar una buena indicación de la topología magnética dentro de SCR-1, esto es, tratando de ubicar simetrías con las medidas de flujo en planos transversales del toroide. Con respecto al lazo diamagnético, a pesar de que no se logró implementar el mismo, un cálculo para el contenido energético dentro de SCR-1 se puede hacer con valores nominales de campo utilizando magnitudes similares a los valores para el centro y bordes del cilindro toroidal, considerando la expresión en la ecuación 6.17 se puede obtener un valor para esta energía (según los parámetros indicados en la ecuación) en un rango que va de 0.5 J hasta 10 J según una variación radial del campo.

Se logró implementar un primer prototipo de diagnóstico de Rogowski de acuerdo a las características del SCR-1. Además, para el lazo diamagnético se diseñó un circuito básico de adquisición de datos para tal diagnóstico y de la bobina de compensación; para la bobina de Mirnov se obtuvo el modelo del circuito equivalente para determinar los parámetros de la bobina. Empleando ecuaciones para el cálculo de parámetros de las bobinas, y resolviendo mediante análisis numérico se presentan tablas de diseño para cada tipo de bobina. Las simulaciones realizadas utilizando los parámetros iniciales calculados por aproximación numérica muestran resultados favorables. Se deben realizar muchas más pruebas para validar estos diagnósticos. En cuanto a un sistema de adquisición de datos para todos los diagnósticos magnéticos, primero, dado que los sensores magnéticos presentan un comportamiento no lineal y no estacionario, la distribución de probabilidad es no constante en el tiempo, no es recomendable utilizar un análisis espectral de Fourier. Se estudió el usar teoría de "Wavelets", apropiada para sistemas no estacionarios, pero el escalamiento puede significar inconvenientes difíciles de cuantificar. Por lo anterior, se escogió la transformada de Hilbert-Huang, que hace uso de descomposición empírica de modos y de la transformada de

Hilbert. Este método tiene la ventaja de una alta tasa de reconstrucción de las señales originales, a partir de componentes estimados. Mediante un método de "sifting", se desarrolló un algoritmo EMD (descomposición empírica de modos). Se hizo una corrida del método empleando información obtenida de bases de datos para Stellarators y cotejando la integridad de la señal reconstruida. La implementación del método de análisis de Hilbert-Huang muestra una separación muy eficiente de los diferentes modos presentes en los campos magnéticos de los plasmas. Sin embargo, el estudio de la señal analítica formada a partir de tales modos requiere mayor profundización.

9.3. Propagación de ondas electromagnéticas en el stellarator SCR-1

La superficie de flujo magnético a 0° en posición toroidal se consideró para este trabajo debido a que, a pesar de ser una plasma no axisimétrico, es posible estudiar la propagación de ondas electromagnéticas en cualquiera de sus cortes toroidales. Además, constituye un posible puerto disponible para la colocación de una antena. Una vez considerada la superficie de flujo magnético a 0° en dirección toroidal, se calcularon los parámetros de entrada para el código de onda completa. El primero fue un mapa de contorno de la densidad electrónica en el espacio, considerando su variación radial (R) y vertical (z), presentado en la figura 8.25. Puede visualizarse una densidad máxima en el núcleo del plasma, cercana a 1,2 veces la densidad electrónica de corte y alrededor de esta zona, se engloban varias regiones de interés. Así como se comentó en la sección de metodología, es importante visualizar el corte en modo O, la frecuencia de calentamiento ECRH y la frecuencia híbrida superior, según lo ya planteado en Solano-Piedra et al. (2016). El segundo fue un mapa de contorno del campo magnético, presentado en la figura 8.26, cuyo gradiente de campo magnético está dirigido en dirección radial y con una módulo medio de 41,9 mT. Este resultado está acorde a lo anteriormente calculado con el código VMEC.

El escenario de calentamiento presentado en la figura 8.27 constituye la propagación de ondas electromagnéticas a 55° en dirección toroidal y un ancho del rayo $1,5\omega_0$ en el plasma del SCR-1, según las condiciones presentadas en (Solano-Piedra et al., 2016). Es posible apreciar perturbaciones de la magnitud de la raíz cuadrática media del campo eléctrico mayores (por la escala de color) en las zonas donde se encuentran el corte en modo O y la frecuencia híbrida superior. Al comparar la posición de estas perturbaciones con la gráfica de densidad electrónica (figura 8.25) y los cambios bruscos de la intensidad de campo eléctrico en la figura 8.29, se confirmó el posicionamiento bien definido de la frecuencia híbrida dentro del plasma del stellarator SCR-1. Este resultado es acorde a lo obtenido en (Solano-Piedra et al., 2016).

En este escenario, es posible afirmar que ocurrió una absorción estacionaria, ya que el porcentaje de conversión del modo O al modo X es diferente de cero, con un valor cercano al 15%. En comparación con lo obtenido en el proyecto: "Simulación de escenarios de un sistema de calentamiento por ondas electrónicas Bernstein para el Stellarator SCR-1", se puede afirmar que las reflexiones de las ondas electromagnéticas en el paredes del dispositivo mejoraron la absorción estacionaria en la zona de conversión, similar a la establecido para TJ-K Köhn (2010). A pesar de ello, no es aún posible afirmar la existencia de ondas electrostáticas Bernstein ya que las ondas electromagnéticas pueden estar amortiguándose por las variaciones de densidad electrónica del plasma y un corrimiento de su punto de absorción de potencia por la magnitud del campo magnético (Nagasaki and Yanagi, 2002). Además, es necesario calcular la frecuencia de colisión ión-electrón dentro del plasma para

identificar la existencia de efectos estocásticos que disipen la potencia de la radiación, a la hora que ocurre la conversión del modo O al modo X. Aunque existan, aún es necesario considerar mayor cantidad de escenarios con parámetros de densidad electrónica y campo magnético. Finalmente, se puede diseñar una antena que optimice el calentamiento del plasma y que permita un porcentaje de conversión del modo ordinario al modo extraordinario mucho mayor; explicado a continuación.

En la figura 8.31 se presentó una mayor magnitud del campo en las regiones que se ubican entre el puerto de entrada y la cámara. Los patrones según la magnitud de los campos eléctricos dentro de la cámara de SCR-1, se deben a las ondas estacionarias, por lo que se encuentran puntos de alto campo eléctrico y otras zonas de bajo campo eléctrico. En la figura 8.32 donde se observó que con la colocación de puertos de excitación en las posiciones mencionadas del SCR-1, la radiación se distribuyó con mejor uniformidad, visualizado a partir de las variaciones en la magnitud del campo eléctrico en ambos lados del toroide. A pesar de esto, existieron regiones con menor campo eléctrico en comparación del caso un solo puerto. Esto puede ser causado por la superposición de las ondas en ambas direcciones, lo cual produce una interferencia destructiva. Por otro lado, al colocar el puerto de excitación en 220° en dirección toroidal, se obtuvo una mayor magnitud de campo eléctrico en toda la cámara, con dos regiones de interés: una sección con magnitud cercana a los $9 \times 10^2 \text{ V m}^{-1}$ en la sección más próxima de los puertos y otra de menor magnitud de campo eléctrico en la zona más alejada entre los puertos, como se muestra en la figura 8.33.

En general, es posible afirmar que un único puerto asegura la transmisión de las ondas electromagnéticas en toda la cámara del SCR-1 con regiones de máximos y mínimos, debidos a la presencia de ondas estacionarias. Con la adición de un segundo puerto se observó que si se encuentra en la posición de 150° en dirección toroidal, mejora la uniformidad del campo eléctrico pero no así su magnitud, de una manera relevante en comparación con un único puerto. Por otro lado, al colocar el puerto en 210° en dirección toroidal, el aumento es considerable en la magnitud del campo eléctrico en la región más cercana entre los puertos.

De este proyecto se obtienen las siguientes conclusiones:

- Se diseñó un bolómetro de acuerdo a las condiciones del SCR-1 y basado en teoría general de la literatura existente. Si bien, la literatura es omisa en detalles, las ideas generales se plasmaron en el diseño y se trabajó en detalles de acuerdo a limitaciones de componentes y geometría de la interfaz mecánica a un puerto del toroide. Las pruebas efectuadas dieron los resultados esperados. El sistema de adquisición de datos, a partir de dos sistemas PSOC, manejando 10 datos cada uno de ellos fue sometido a varias pruebas para verificar la integridad de la señal reconstruida. Los resultados fueron los esperados.
- Se hicieron los diseños de los 3 tipos de bobinas, Rogowski, Mirnov y Lazo Diamagnético, siguiendo lineamientos dados en la literatura, pero detallando en consideraciones locales al toroide del SCR-1. Se corrieron simulaciones de cada sensor magnético, de los circuitos generales de acondicionamiento de señal, con resultados según lo esperado. Se implementó un proceso de reconstrucción de las señales con base en la transformada de Hilbert-Huang. Se obtuvo una reconstrucción íntegra de la señal. Esta reconstrucción representa un aporte importante a la comunidad, pues el método es aplicable para señales no lineales y no estacionales y se aplica un algoritmo EMD (descomposición empírica de modos) que permite tal reconstrucción muy próxima a la señal original.
- El escenario de calentamiento optimizado a 55° grados en posición toroidal y 0° en posición poloidal, al considerar la geometría del stellarator SCR-1, aumenta el porcentaje de conversión del modo O al modo X debido a las reflexiones producidas en el interior de la cámara. La región de conversión se delimita aún más y coincide con lo presentado en la teoría, ya que se ubica en la zona donde los electrones oscilan con una frecuencia igual a la frecuencia híbrida superior. La existencia de ondas electrostáticas Bernstein aún no se puede afirmar al no conocer otros escenarios límites, donde se modifiquen los mapas de contorno para distintos valores de densidad electrónica y campo magnético externo.
- Se comprobó el correcto funcionamiento del sistema de calentamiento por microondas en el simulador de onda completa HFSS de Ansys con el método FEM, asegurando la transmisión de las ondas electromagnéticas en la cámara del SCR-1 para el puerto ubicado en los 300 grados de posición y con dos puertos en las posiciones 150-300 grados y 220-300 grados. Para dos puertos se observa un aumento considerable en la magnitud del campo eléctrico en la configuración de 220-330 grados. Para la mejora del sistema de calentamiento se propone la redirección del haz de ondas electromagnéticas por medio del uso de una antena tipo Vlasov, que permita según el ángulo de incidencia la excitación de los modos tipo Bernstein.

Recomendaciones

A continuación se indican las sugerencias sobre aspectos del problema no tratado en el trabajo y sobre proyectos futuros que podrían desprenderse del mismo.

- Diseñar pruebas magnéticas para complementar las mediciones de lazo diamagnético.
- Obtener mediciones de algún otro punto en el SCR-1 de la potencia radiada, ubicar otro bolómetro en la cámara.
- Utilizar un alambre con mejores propiedades eléctricas para la construcción de las bobinas de Mirnov.
- Las estimaciones de emisividad realizadas no consideran la presencia de impurezas en la cámara. Estas impurezas aportan significativamente a la pérdida de potencia, por lo que es necesario estimar sus abundancias.
- Medir un perfil de densidad de iones con el fin de obtener la frecuencia de colisión entre iones y electrones y determinar si no hay un amortiguamiento debido a las colisiones ión-electrón.
- Obtener perfiles de deposición de energía de la radiación proveniente del sistema de calentamiento ECRH.
- Evaluar escenarios con distintas densidades electrónicas y valores de campo magnético para encontrar el corrimiento en la posición donde se deposita la mayoría de la energía proveniente de la radiación electromagnética en el plasma.
- En cuanto al procesamiento de las señales provenientes de los sensores magnéticos, se recomienda explorar el método de "Wavelets, útil para señales no estacionarias, pero con el inconveniente del escalamiento. Se deben explorar técnicas para facilitar el manejo del escalamiento.
- En lo concerniente al sistema de adquisición de datos para el bolómetro, aunque se logró una reconstrucción prácticamente íntegra de la señal de entrada, el tiempo de proceso tomó más de 40 minutos, en una computadora tipo Laptop con procesador de doble núcleo físico y cuádruple núcleo virtual. Se deben realizar pruebas con procesadores multinúcleo (más de 8 núcleos) para cuantificar este tiempo de procesamiento. También, se puede explorar procesamiento paralelo.

- El diseño del sistema de redirección en la entrada de las ondas electromagnéticas a la cámara del SCR-1 por medio de antenas Vlasov debe ser optimizado de manera que no entre en contacto con el plasma y que logre el ángulo de incidencia necesario para la frecuencia de trabajo.
- Para analizar la magnitud del campo eléctrico se recomienda realizar más cortes a diferentes alturas de la cámara.
- Para definir la mejor configuración entre utilizar dos fuentes de microondas o una sola se deben medir los parámetros de microondas en cada uno de los puertos para determinar la energía transmitida y reflejada a la cámara.
- Utilizar otro tipo de antena que permita por medio de una fuente de frecuencia variable construir un arreglo de fase, que permite el cambio en el ángulo de ingreso de las ondas electromagnéticas a la cámara del SCR-1.

Bibliografía

- Ansys hfss, 2020. URL <https://www.ansys.com/products/electronics/ansys-hfss>.
- B. Baker. Design transimpedance amplifiers for precision opto-sensing. 2017.
- A. H. Boozer and H. J. Gardner. The bootstrap current in stellarators. *Physics of Fluids B; (USA)*, 210, 10 1990. ISSN 0899-8221. doi: 10.1063/1.859506.
- F. F. Chen. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Springer, 2016.
- J. Dang, K. Chung, and J. Hwang. A simple spectroscopic method to determine the degree of dissociation in hydrogen plasmas with wide-range spectrometer. *Review of Scientific Instruments*, 87(5):053503, 2016. doi: 10.1063/1.4948919.
- L. Delgado-Aparicio, R. E. Bell, I. Faust, K. Tritz, A. Diallo, S. P. Gerhardt, T. A. Kozub, B. P. LeBlanc, and B. C. Stratton. High resolution tangential axuv arrays for radiated power density measurements on nstx-u. *Review of Scientific Instruments*, 85(4), 7 2014. ISSN 0034-6748. doi: 10.1063/1.4870282.
- W. D’haeseleer, W. Hitchon, J. Callen, and J. Shohet. *Flux Coordinates and Magnetic Field Structure*. Springer, 1991.
- H. M. El Misilmani, M. Al-Husseini, and K. Y. Kabalan. Improved Vlasov antenna with curved cuts and optimized reflector position and shape. *International Journal of Antennas and Propagation*, 2015, 2015. ISSN 16875877. doi: 10.1155/2015/193630.
- M. Endler, B. Brucker, V. Bykov, A. Cardella, A. Carls, F. Dobmeier, A. Dudek, J. Fellinger, J. Geiger, K. Grosser, O. Grulke, D. Hartmann, D. Hathiramani, K. Höchel, M. Köppen, R. Laube, U. Neuner, X. Peng, K. Rahbarnia, K. Rummel, T. Sieber, S. Thiel, A. Vorköper, A. Werner, T. Windisch, and M. Ye. Engineering design for the magnetic diagnostics of wendelstein 7-x. *Fusion Engineering and Design*, 100:468 – 494, 2015. doi: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.07.020>.
- U. Fantz and D. Wunderlich. Franck–condon factors, transition probabilities, and radiative lifetimes for hydrogen molecules and their isotopomeres. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 92(6): 853 – 973, 2006. ISSN 0092-640X. doi: <https://doi.org/10.1016/j.adt.2006.05.001>.
- U. Fantz, H. Falter, P. Franzen, D. Wunderlich, M. Berger, A. Lorenz, W. Kraus, P. McNeely, R. Riedl, and E. Speth. Spectroscopy—a powerful diagnostic tool in source development. *Nuclear Fusion*, 46(6):S297–S306, may 2006. doi: 10.1088/0029-5515/46/6/s10.

- I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 2 edition, 2002. doi: 10.1017/CBO9780511613630.
- D. Jiménez, L. Campos-Duarte, R. Solano-Piedra, L. Araya-Solano, E. Meneses, and V. Vargas. Bs-soltra: Towards a parallel magnetic plasma confinement simulation framework for modular stellarator devices. In *Latin America High Performance Computing Conference (CARLA2019)*, sep 2019.
- R. Korde, C. Prince, D Cunningham, R E Vest, and E. Gullikson. Present status of radiometric quality silicon photodiodes. *Metrologia*, 40(1):S145–S149, feb 2003. ISSN 0026-1394. doi: 10.1088/0026-1394/40/1/333. URL <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0026-1394/40/1/333>.
- A. Köhn. *Investigation of microwave heating scenarios in the magnetically confined low-temperature plasma of the stellarator TJ-K*. PhD thesis, Fakultät Energie-, Verfahrens- und Biotechnik. Institut für Grenzflächenverfahrenstechnik und Plasmatechnologie. Universität Stuttgart., 2010.
- A. Köhn, A. Cappa, E. Holzhauser, F. Castejón, A. Fernández, and U. Stroth. Full-wave calculation of the o-x-b mode conversion of gaussian beams in a cylindrical plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 6 2008.
- H. Laqua. Electron bernstein wave heating and diagnostic. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 49(4):1–42, 1 2007.
- H. P. Laqua, S. Marsen, M. Otte, Y. Podoba, T. Stange, D. Zhang, and J. Preinhealter. Electron bernstein wave experiments at the wega stellarator. In *18th Topical Conference on Radio Frequency Power in plasmas.*, volume 1187, pages 441–448, dec 2009.
- M. Løiten. *Microwave heating of plasmas with the new 14 GHz system at the stellarator TJ-K*. PhD thesis, Stuttgart, Universitat Stuttgart, Masterarbeit, 2014.
- K. Nagasaki and N. Yanagi. Electron bernstein wave heating in heliotron configurations. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 44, 04 2002. doi: 10.1088/0741-3335/44/4/302.
- M. A. Ochando, F. Medina, B. Zurro, A. Baciero, K. J. McCarthy, M. A. Pedrosa, C. Hidalgo, E. Sánchez, J. Vega, A. B. Portas, and L. M. Martínez-Fresno. Up-down and in-out asymmetry monitoring based on broadband radiation detectors. *Fusion Science and Technology*, 50(2):313–319, 2006. ISSN 15361055. doi: 10.13182/FST06-A1252.
- J. Ongena and G. Van Oost. Energy for future centuries: Prospects for fusion power as a future energy source. *Fusion Science and Technology*, 61(2T):3–16, 2012. doi: 10.13182/FST12-A13488. URL <https://doi.org/10.13182/FST12-A13488>.
- M. Otte, H. P. Laqua, E. Chlechowicz, S. Marsen, J. Preinhealter, T. Stange, A. Rodatos, J. Urban, and D. Zhang. Overview of recent results from the WEGA stellarator. *Nukleonika*, 57(2):171–175, 2011. ISSN 00295922.
- A. G. Peeters. The bootstrap current and its consequences. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 42(12B):B231–B242, dec 2000. doi: 10.1088/0741-3335/42/12b/318.
- B. J. Peterson, A. Y. Kostrioukov, N. Ashikawa, Y. Liu, Y. Xu., M. Osakabe, K. Y. Watanabe, T. Shimozuma, and S. Sudo. Bolometer diagnostics for one- and two-dimensional measurements of radiated power on the large helical device. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 45(7):1167–1182, 2003a. ISSN 07413335. doi: 10.1088/0741-3335/45/7/309.

- B. J. Peterson, A. Y. Kostrioukov, N. Ashikawa, Y. Liu, Y. Xu, M. Osakabe, K. Y. Watanabe, T. Shimozuma, S. Sudo, and t. L. E. Group. Bolometer diagnostics for one- and two-dimensional measurements of radiated power on the Large Helical Device. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 45(7):1167–1182, jul 2003b. ISSN 0741-3335. doi: 10.1088/0741-3335/45/7/309. URL <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/45/7/309>.
- D. E. Post, R. V. Jensen, C. B. Tarter, W. H. Grasberger, and W. A. Lokke. Steady-state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 20, 11 1977. doi: 10.1016/0092-640X(77)90026-2.
- D. M. Pozar. *Microwave engineering; 3rd ed.* Wiley, Hoboken, NJ, 2005. URL <https://cds.cern.ch/record/882338>.
- V. D. Pustovitov. Diamagnetic measurements and plasma energy in toroidal systems. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 52(8):085005, jun 2010. doi: 10.1088/0741-3335/52/8/085005.
- J. e. a. Seely. Characterization of silicon photodiode detectors with multilayer filter coatings for 17 to 150 a. 1999.
- R. Solano-Piedra, A. Köhn, V. Vargas, F. Coto-Vílchez, M. Rojas-Quesada, D. López-Rodríguez, J. Sánchez-Castro, J. Asenjo, and J. Mora. First mhd equilibrium characterization and electromagnetic waves interaction on hydrogen plasma in the scr-1 stellarator. In *44th European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS)*, jun 2016.
- T. H. Stix. *Waves in plasmas.* American Institute of Physics., 1992.
- K. Tahiliani and R. Jha. Bolometers for Fusion Plasma Diagnostics. *Bolometers*, 2012. doi: 10.5772/33466.
- Y. Takeiri. Advanced helical plasma research towards a steady-state fusion reactor by deuterium experiments in large helical device. *Atoms*, 6:69, 2018. ISSN 2218-2004. doi: 10.3390/atoms6040069. URL <http://doi.org/10.3390/atoms6040069>.
- V. Vargas, R. Solano-Piedra, A. Köhn, F. Coto Vílchez, J. Asenjo, J. Sánchez-Castro, D. López-Rodríguez, M. Rojas-Quesada, J. Mora, F. Vílchez-Coto, C. F., A. Carmona-Cruz, V. Valverde Arredondo, O. Gatica-Valle, J. Fernández-Vega, P. J. Mena, and R. Loaiza-Baldares. Physics and engineering of scr-1 stellarator. In *21st International Stellarator-Heliotron Workshop (ISHW2017)*, 2017.
- L. Vergara Herrero. Fabricación y caracterización de bolómetros de si: Ge: O utilizando técnicas de micromecanizado del silicio. 2000.
- M. Wakatani. *Stellarator and heliotron devices.* Oxford Univ. Press, 1998.
- D. Wunderlich, S. Dietrich, and U. Fantz. Application of a collisional radiative model to atomic hydrogen for diagnostic purposes. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 110(1-2):62–71, 2009. ISSN 00224073. doi: 10.1016/j.jqsrt.2008.09.015.
- D. Wunderlich, M. Giacomini, R. Ritz, and U. Fantz. Yacora on the Web: Online collisional radiative models for plasmas containing H, H₂ or He. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 240:106695, jan 2020. ISSN 00224073. doi: 10.1016/j.jqsrt.2019.106695. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0022407319305163>.

- D. Zhang. Bolometer Results in the Long-Microwave-Heated WEGA Stellarator. In *AIP Conference Proceedings*, volume 812, pages 187–190. AIP, 2006. doi: 10.1063/1.2168819. URL <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2168819>.
- D. Zhang, R. Burhenn, R. Koenig, L. Giannone, P. A. Grodzki, B. Klein, K. Grosser, J. Baldzuhn, K. Ewert, V. Erckmann, M. Hirsch, H. P. Laqua, and J. W. Oosterbeek. Design criteria of the bolometer diagnostic for steady-state operation of the W7-X stellarator. *Review of Scientific Instruments*, 81(10), 2010. ISSN 00346748. doi: 10.1063/1.3483194.