

**SIMULACIÓN DE UN PLASMA RCE EN UNA TRAMPA TIPO ESPEJO
MEDIANTE EL MÉTODO PARTÍCULA EN CELDA**

MAO TSETUNG MURILLO ACEVEDO

BUCARAMANGA

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FÍSICA

2008

**SIMULACIÓN DE UN PLASMA RCE EN UNA TRAMPA TIPO ESPEJO
MEDIANTE EL MÉTODO PARTÍCULA EN CELDA**

MAO TSETUNG MURILLO ACEVEDO

**Trabajo presentado como requisito parcial para optar
el título de Magíster en Física**

Director: Ph.D. VALERIY DUGAR ZHABON

BUCARAMANGA

UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA DE FÍSICA

A Mi Papá Y A Mi Esposa.

AGRADECIMIENTOS

A Dios, por todo.

Al Doctor Valeri, mi profesor y amigo, por su respaldo y apoyo oportuno.

A mi amada esposa por todo su apoyo y compañía.

A la fundación MAZDA para el arte y la ciencia, por creer en mi, pues gracias su programa de becas pude iniciar mis estudios.

A la UIS por sus incentivos.

A los profesores de la escuela de física, a mi compañero de maestría Amilcar Rizzo, por sus preguntas claves.

CONTENIDO

<u>CAPÍTULO 1. DESCRIPCIÓN DE UN PLASMA RCE CONFINADO MAGNÉTICAMENTE.....</u>	<u>3</u>
1.1 INTRODUCCIÓN.....	3
1.2 MOVIMIENTO DE PARTÍCULAS CARGADAS EN CAMPOS ELÉCTRICOS Y MAGNÉTICOS.....	3
1.2.1. EFECTO DEL CAMPO MAGNÉTICO NO HOMOGÉNEO.....	4
1.3 TRAMPA MAGNÉTICA TIPO ESPEJO.....	6
1.3.1 CONO DE PÉRDIDAS.....	8
<u>CAPÍTULO 2. SIMULACIÓN DEL CAMPO MAGNÉTICO.....</u>	<u>10</u>
2.1 INTRODUCCIÓN.....	10
2.2 SIMULACIÓN DEL CAMPO DE UNA BOBINA CIRCULAR.....	11
2.2.1 CAMPO PRODUCIDO POR UNA ESPIRA CIRCULAR CON CORRIENTE CONTINUA... ..	11
3.1 SIMULACIÓN DEL CAMPO DE MICROONDAS	14
<u>CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES.....</u>	<u>19</u>
4.1 INTRODUCCIÓN.....	19
4.2 DATOS EXPERIMENTALES.....	19
<u>CAPÍTULO 5. ECUACIONES DE MOVIMIENTO Y CAMPO AUTO- CONSISTENTE.....</u>	<u>22</u>
5.1 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA.....	22
5.2 MÉTODO PARTÍCULA EN CELDA (PIC).....	23
5.2.1. CAMPO ELÉCTRICO AUTO-GENERADO.....	25
5.2.2. CAMPO MAGNÉTICO AUTO-GENERADO.....	26
5.3 NORMALIZACIÓN DE LAS VARIABLES.....	27
5.4 ESQUEMA DE LEAP-FROG Y TÉCNICA DE BORIS.....	27

5.5 ALGORITMO UTILIZADO.....	28
------------------------------	----

CAPITULO 6. PRUEBA PRELIMINAR: RESULTADOS Y OBSERVACIONES.

..... 31

6.1 INTRODUCCIÓN.....	31
6.2 PRUEBA A1.....	33
6.3 PRUEBA B1.....	39
6.4 PRUEBA C1.....	41
6.5 OBSERVACIONES.....	43

CAPÍTULO 7. RESULTADOS COMPUTACIONALES

..... 44

7.1 PRUEBA A2.....	45
7.1.1 DISTRIBUCIONES ESPACIALES ELECTRÓNICAS	45
7.1.2 DISTRIBUCIONES ENERGÉTICAS ESPACIALES DE ELECTRONES.	46
7.1.3 DISTRIBUCIONES ESPACIALES IÓNICAS.....	50
7.1.4 DISTRIBUCIONES ENERGÉTICAS ESPACIALES IÓNICAS.....	51
7.1.5 TRAYECTORIAS ELECTRÓNICAS.....	52
7.1.6 RELACIÓN ENTRE EL GRADO DE CALENTAMIENTO Y MAGNITUD DEL CAMPO MAGNÉTICO.....	57
7.1.7 CAMPO ELÉCTRICO AUTO GENERADO.....	59
7.1.8 SECUENCIA DE FORMACIÓN DEL PLASMA.....	61
7.2 PRUEBA B2.....	62
7.2.1 DISTRIBUCIÓN ESPACIAL ELECTRÓNICA.....	62
7.2.2. DISTRIBUCIÓN ESPACIAL DE IONES.....	64
7.2.3 TRAYECTORIAS ELECTRÓNICAS.....	66
7.2.4 CAMPO ELÉCTRICO AUTO GENERADO.....	69
7.2.5 SECUENCIA DE FORMACIÓN DEL PLASMA.....	70
7.3 PRUEBA C2.....	71
7.3.1 DISTRIBUCIONES ESPACIALES ELECTRÓNICAS	72
7.3.2 DISTRIBUCIONES ENERGÉTICAS ESPACIALES ELECTRÓNICAS.....	73
7.3.3 DISTRIBUCIÓN ESPACIAL DE IONES.	76

7.3.4 TRAYECTORIAS ELECTRÓNICAS.....	77
7.3.5 RELACIÓN ENTRE CALENTAMIENTO Y MAGNITUD DEL CAMPO MAGNÉTICO.	80
7.3.6 CAMPO ELÉCTRICO AUTO GENERADO.....	81
7.3.9 SECUENCIA DE FORMACIÓN DEL PLASMA.....	82
<u>OBSERVACIONES Y CONCLUSIONES.</u>	84

INDICE DE FIGURAS

pag.

Figura 1. Trayectoria del electrón en un campo magnético no homogéneo.	5
Figura 2. Deriva de curvatura	6
Figura 3. Partícula atrapada en una trampa magnética tipo espejo (la flecha roja representa el la dirección de la fuerza diamagnética)	8
Figura 4. Cono de pérdidas en el espacio de velocidades.	9
Figura 5. Superficies de igual intensidad magnética.	11
Figura 6. Espira con la corriente continua.	12
Figura 7. Orientación del sistema de coordenadas	14
Figura 8. Fotografía de una descarga RCE (hiperboloide de una hoja)	20
Figura 9. Fotografía de una descarga RCE (hiperboloide de dos hojas)	21
Figura 10. División del volumen en octantes	24
Figura 11. Ponderado de malla	24
Figura 12. Esquema de un ciclo computacional elemental.	30
Figura 13. Montaje del sistema de confinamiento magnético.	32
Figura 14. YZ distribución electrónica en la cavidad resonante para $-0.5\text{cm} < X < 0.5\text{ cm}$ (Los puntos verdes representan los lugares donde pasa la zona RCE).	33
Figura 15. YZ distribución iónica en la cavidad resonante para $-0.5\text{ cm} < X < 0.5\text{ cm}$.	34
Figura 16. YZ distribución electrónica. Formación del campo eléctrico radial (línea celeste).	35
Figura 17 XYZ Segmento de Trayectoria de un electrón en el anillo.	35
Figura 18 XYZ distribución electrónica por energías en la cavidad resonante	36
Figura 19. XY sección: distribución electrónica por energías en la cavidad resonante para $-0.5\text{cm} < Z < 0.5\text{cm}$	36
Figura 20 YZ sección: distribución electrónica por energías en la cavidad resonante para $-0.5\text{cm} < Z < 0.5\text{cm}$	38
Figura 21 YZ sección: distribución iónica por energías en la cavidad resonante para	38
Figura 22 YZ sección: distribución iónica por energías en la cavidad resonante para	39
Figura 23. YZ distribución energética electrónica en la cavidad resonante para $-0.5\text{ cm} < X < 0.5\text{ cm}$.	40
Figura 24. YZ distribución energética iónica, en la cavidad resonante para $-0.5\text{ cm} < X < 0.5\text{ cm}$.	40
Figura 25. YZ distribución energética electrónica para $-0.1\text{ cm} < X < 4.5\text{ cm}$.	41
Figura 26. YZ distribución energética iónica, en la cavidad resonante para $-0.1\text{ cm} < X < 4.5\text{ cm}$.	42
Figura 27. XY distribución energética electrónica, en la cavidad resonante para $-0.5\text{ cm} < Z < 0.5\text{cm}$	42
Figura 28. YZ distribución espacial electrónica, para $-0.1\text{ cm} < X < 4.9\text{ cm}$.	45
Figura 29. XY distribución electrónica, para $-0.1\text{ cm} < Z < 0.9\text{ cm}$.	46
Figura 30. XYZ distribución electrónica por energías, para $-0.2\text{ cm} < Z < 5.4\text{ cm}$.	47
Figura 31. XY distribución electrónica por energías, para $-0.1\text{ cm} < Z < 0.9\text{ cm}$.	47
Figura 32. YZ distribución electrónica por energías, para $-0.1\text{ cm} < X < 4.9\text{ cm}$.	48

Figura 33. XY distribución electrónica de las partículas más calientes, para $-0.1 \text{ cm} < Z < 0.9 \text{ cm}$.	48
Figura 34. YZ distribución electrónica de las partículas más calientes, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.	49
Figura 35. YZ distribución iónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$	50
Figura 36. XY distribución iónica, para $-0.1 \text{ cm} < Z < 0.9 \text{ cm}$.	50
Figura 37. XYZ distribución iónica por energías, para $-0.2 \text{ cm} < Z < 5.4 \text{ cm}$ y $-0.1 \text{ cm} < X < 4.5 \text{ cm}$	51
Figura 38. XY distribución iónica por energías, para $-0.1 \text{ cm} < Z < 0.9 \text{ cm}$.	51
Figura 39. YZ distribución iónica por energías, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.	52
Figura 40. XYZ trayectoria 1.	53
Figura 41. XY trayectoria 1	53
Figura 42. XYZ trayectoria 2	54
Figura 43. XY trayectoria 2	54
Figura 44. XYZ trayectoria 3	55
Figura 45. XY trayectoria 3	55
Figura 46. XYZ trayectoria 4	56
Figura 47. XY trayectoria 4	56
Figura 48. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 1 (primera parte).	57
Figura 49. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 1 (segunda parte)	57
Figura 50. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 2.	58
Figura 51. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 3.	58
Figura 52. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 4	58
Figura 53. XY Campo Eléctrico Auto generado en el plano medio, el círculo representa la zona RCE.	59
Figura 54. YZ Campo Eléctrico Auto generado (plano $X=0$) la curva representa la zona RCE.	60
Figura 55. Vistas YZ secuenciales de la distribución espacial de un plasma.	61
Figura 56. Vistas XY del plano medio, secuenciales de la distribución espacial de un plasma.	61
Figura 57. YZ distribución espacial electrónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.5 \text{ cm}$.	62
Figura 58. XY distribución electrónica, para $0.5 \text{ cm} < Z < 4.5 \text{ cm}$.	63
Figura 59. YZ distribución electrónica de las partículas más calientes, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.	64
Figura 60. YZ distribución iónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.	65
Figura 61. XY distribución iónica, para $-0.1 \text{ cm} < Z < 0.9 \text{ cm}$	65
Figura 62. XYZ trayectoria 1	66
Figura 63. YZ trayectoria 1	67
Figura 64. XYZ trayectoria 2.	67
Figura 65. YZ trayectoria 2.	67
Figura 66. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 1.	68
Figura 67. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 2.	68
Figura 68. YZ campo eléctrico auto generado (plano $X=0$) la curva representa la zona RCE.	69
Figura 69. Vistas YZ secuenciales de la distribución de un plasma (rojos iones, negros electrones).	70

Figura 70. Vistas XY del plano medio, secuenciales de la distribución espacial de un plasma (rojos iones, negros electrones)	71
Figura 71. YZ distribución espacial electrónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.	72
Figura 72. XY distribución electrónica, para $0.5 \text{ cm} < Z < 4.5 \text{ cm}$.	73
Figura 73. XYZ distribución electrónica por energías, para $-0.2 \text{ cm} < Z < 5.4 \text{ cm}$.	74
Figura 74. YZ distribución electrónica de las partículas calientes, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.	74
Figura 75. XY distribución electrónica de las partículas calientes, para $-2.5 \text{ cm} < Z < 2.5 \text{ cm}$	75
Figura 76. YZ distribución iónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.	76
Figura 77. XY distribución iónica, para $-2.5 \text{ cm} < Z < 2.5 \text{ cm}$	77
Figura 78. XYZ trayectoria 1	78
Figura 79. XY trayectoria 1.	78
Figura 80. XYZ trayectoria 2.	79
Figura 81. XY trayectoria 2.	79
Figura 82. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 1	80
Figura 83. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 2	80
Figura 84. YZ Campo Eléctrico Auto generado (plano $X=0$) la curva representa la zona RCE.	81
Figura 85. XY Campo eléctrico auto generado en el plano medio, el círculo representa RCE.	82
Figura 86. Vistas YZ secuenciales de la distribución de un plasma (rojos iones, negros electrones)	83
Figura 87. Vistas XY del plano medio, secuenciales de la distribución espacial de un plasma (rojos iones, negros electrones)	83

RESUMEN

TÍTULO: SIMULACIÓN DE UN PLASMA RCE EN UNA TRAMPA TIPO ESPEJO MEDIANTE EL MÉTODO PARTICULA EN CELDA¹

AUTOR: MAO TSETUNG MURILLO ACEVEDO²

PALABRAS CLAVES: PLASMA, SIMULACIÓN DE PLASMAS, TRAMPA MAGNETICA TIPO ESPEJO, RESONANCIA CICLOTRÓNICA ELECTRÓNICA, PARTÍCULA EN CELDA.

CONTENIDO:

Se elabora un algoritmo para simular un plasma en condiciones de resonancia ciclotrónica electrónica (RCE), confinado mediante una trampa magnética tipo espejo. La simulación es llevada a cabo por medio del método partícula-en-celda, recurriendo al esquema de integración de Boris, usando la técnica de leap-frog. Se plantean tres sistemas a estudiar; los dos primeros son calentados por microondas de 2.45 GHz, y se diferencian por la forma de su superficie RCE, en el primer caso ésta corresponde a un hiperboloide de una hoja y en el segundo a un hiperboloide de dos hojas. En el tercer sistema la frecuencia se aumenta hasta 14.4 GHz y la superficie RCE es un hiperboloide de una hoja. Para validar la calidad de la simulación en el caso de los dos primeros sistemas se puede confrontar los resultados con un plasma real pues se conocen datos experimentales. Durante este proceso se descubre como cambia la evolución del plasma de acuerdo a las diferentes variables de entrada y se busca un balance entre precisión física y costo computacional. Posteriormente se logra reproducir varios resultados semejantes a los vistos en laboratorios, así como obtener nueva y diversa información para el diagnóstico satisfactorio del estado de un plasma. Finalmente se comenta las ventajas de la configuración de 14.4 GHz frente a la de 2.45GHz.

¹ Tesis de Maestría

² Facultad de Ciencias, Escuela de Física, Director Valery Dougar Jabon

SUMMARY

TITLE: RCE PLASMA SIMULATION IN MIRROR TRAP BY MEANS OF PARTICLE IN CELL METHOD¹

AUTHOR: MAO TSETUNG MURILLO ACEVEDO²

KEY WORDS: PLASMA, PLASMA SIMULATION, MIRROR TRAP, ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE, PARTICLE IN CELL.

ABSTRACT

An algorithm gets elaborate to simulate a plasma under electron cyclotron resonance (RCE), confined in a mirror's magnetic trap. The simulation is accomplished through particle in cell method, turning to Boris's integration scheme, using leap-frog's technique. Three systems get plan to study. The first two are warmed up by 2,45 GHz's microwaves, and they are different for the surface's form RCE, in the first case this corresponds to a hyperboloid of one sheet and the second is a hyperboloid of two sheets. The frequency grows until 14,4 GHz in the third system and the surface RCE is a hyperboloid of a sheet. In order to validate the quality of the simulation in the two first systems, the results get can confront with a real plasma since experimental dates are known. During this process gets discover as the evolution's plasma change, according to input variables and get look for a balance between physical precision and computational cost. Later the program gets to reproduce several results seem as laboratories seen, as well as getting new and diverse information for the satisfactory plasma diagnostic. Finally get comment the advantages of 14.4 GHz front to 2.45 GHz.

¹ Maste's Thesis

² Faculty of Sciences, School of Physics, Director Valery Dougar Jabon

INTRODUCCIÓN

En el área de la física del plasma como en otras ramas de la misma que manejan un sistema de muchas partículas, se utilizan en la mayoría de los casos modelos empíricos o semi-empíricos, por imposibilidad de encontrar soluciones de manera analítica. Esta situación se complica aún más cuando el plasma está sometido a campos externos no estacionarios; puesto que es necesario, de resolver un conjunto de ecuaciones electrodinámicas en un medio asimétrico y no homogéneo. De aquí la gran importancia que tiene el análisis computacional de dinámica del plasma para obtener los resultados que posibiliten diagnosticar de manera óptima un plasma en campos electromagnéticos alternos y estacionarios.

Una de las líneas magistrales del Laboratorio de Física del Plasma (Escuela de Física, UIS) es el estudio computacional detallado de fuentes iónicas modernas. Estas fuentes se basan en el fenómeno de resonancia ciclotrónica electrónica (RCE) que se presenta en trampas magneto-estáticas tipo mínimo-B [1-9]. Con el fin de optimizar el funcionamiento de las fuentes iónicas, el Laboratorio de Física del Plasma bajo la dirección del doctor Dougar Zhabon propone una nueva trampa para confinar plasmas [3] llamada cero-B. Generalmente para estudiar el comportamiento del plasma en presencia de campos externos dentro de esta trampa de nueva configuración; es necesario elaborar un programa que pueda simular el comportamiento del mismo en un rango aceptable de aproximación; que permita conocer las ventajas y desventajas de cierto diseño del sistema de confinamiento del plasma.

El trabajo presentado está dedicado al estudio numérico de un plasma confinado en una trampa tipo espejo en la cual la particularidad más representativa que ha sido detectada experimentalmente es una estructura de anillos en rotación [4,6,8,9]. Para entender cómo se forma esta estructura es necesario la realización de experimentos numéricos. Por tanto se genera un algoritmo cuyo objetivo es simular satisfactoriamente la dinámica del plasma.

Los resultados obtenidos se comparan con los datos experimentales lo que permite validar la calidad de la simulación.

CAPÍTULO 1. DESCRIPCIÓN DE UN PLASMA RCE CONFINADO MAGNÉTICAMENTE

1.1 Introducción.

Una forma de confinamiento de plasmas se realiza mediante el uso de configuraciones especiales de campo magnético estático. La configuración geométrica y su magnitud debe ser tales que las trayectorias de partículas plásmicas permanezcan un tiempo predeterminado dentro de la región de confinamiento. Un método muy eficaz de calentamiento del plasma confinado que aumenta su tiempo de vida en la trampa magnética es calentamiento por microondas en condiciones de Resonancia Ciclotrónica Electrónica (RCE) [2]. Como muestran experimentos [6-9] la estructura del plasma RCE y sus propiedades (funciones de distribución en energías de partículas plásmicas, coeficientes de difusión, grado de ionización, etc.) dependen de la geometría de zonas RCE. En este sentido es importante describir el movimiento de partículas cargadas en presencia de campos electromagnéticos, para comprender la forma como se puede confinar y calentar una partícula para aplicarlo al plasma.

1.2 Movimiento de Partículas Cargadas en Campos Eléctricos y Magnéticos.

La ecuación de Newton - Lorentz es la que describe la evolución movimiento de una partícula en campos electromagnéticos

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e \left[\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right]. \quad (1.2.1)$$

Una partícula cargada en presencia de un campo magnético homogéneo mueve por una trayectoria helicoidal sobre las líneas de campo magnético con la velocidad angular $\Omega = \frac{qB_0}{mc}$ en unidades Gaussianas y $\Omega = \frac{qB_0}{m}$ en el SI. Si

además introducimos un campo eléctrico oscilante en el plano de giro para acelerar la partícula, cuya velocidad angular coincide con la frecuencia ciclotrónica, ocurre el fenómeno de resonancia ciclotrónica, en el cual el intercambio de energía entre la onda y la partícula es máximo. Los procesos de ionización y calentamiento del plasma ocurren con una buena efectividad exactamente en condiciones RCE y por eso tal plasma se denomina plasma RCE o ECR en inglés.

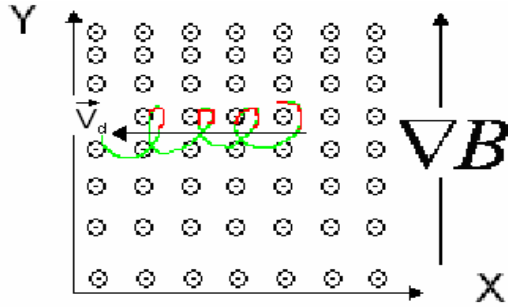
Es importante considerar el efecto combinado de campos eléctricos y magnéticos ya que cada uno da su aporte en la trayectoria de la partícula. En caso del campo eléctrico perpendicular al magnético en algún momento en ciertas condiciones el campo eléctrico puede aumentar la velocidad del electrón y producir un movimiento de deriva en dirección perpendicular a ambos campos [16,20]. La velocidad de deriva se determina por la expresión:

$$\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} \quad (1.2.3)$$

1.2.1. Efecto del campo magnético no homogéneo.

Cuando el campo no es homogéneo, el movimiento posee unas derivas específicas en su translación dándoles un arrastre al centro de la órbita. Observemos el movimiento de una partícula en un campo no homogéneo el cual posee un gradiente en la dirección 'y' como lo muestra la figura 1.

Figura 1. Trayectoria del electrón en un campo magnético no homogéneo.



Como vemos, cuando la partícula avanza hacia las zonas donde el campo es más intenso el radio de curvatura se reduce debido a que la fuerza magnética se encuentra mayor (en esta zona la trayectoria posee color rojo); sin embargo cuando la partícula ingresa a zonas de menor intensidad el radio de curvatura aumenta, lo cual hace que ésta partícula posea una arrastre perpendicular tanto al campo magnético como al gradiente de la magnitud del mismo. La fuerza debida a gradientes de magnitud es llamada fuerza diamagnética, la cual es importante por el movimiento que esta causa. La velocidad de deriva se conoce también como arrastre de gradiente. La fuerza diamagnética en aproximación de primer orden y la velocidad de gradiente que ella causa se pueden expresar como [16,20]:

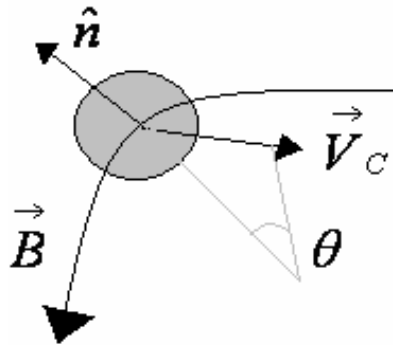
$$\vec{F}_{diam} = -\frac{mv_{\perp}^2}{2B} \nabla B \rightarrow \vec{v}_{grad} = \frac{v_{\perp}^2}{\Omega 2B^2} \vec{B} \times \nabla B \quad (1.2.1.1)$$

Además de estas propiedades también la curvatura de las líneas de campo magnético puede causar la fuerza centrífuga puesto que la partícula no puede seguir la línea de campo magnético por el efecto de inercia. Este tipo de fuerza y su deriva (llamadas de curvatura) se escribe como:

$$\vec{F}_{curv} = m \frac{v_{\parallel}^2}{R} \hat{n} \rightarrow \vec{v}_{curv} = \frac{v_{\parallel}^2}{\Omega BR} \hat{n} \times \vec{B} \quad (1.2.1.2)$$

De la ecuación (1.2.1.2), se puede observar que la fuerza de curvatura produce una deriva perpendicular tanto al campo magnético como al vector normal (dirigido hacia el centro de curvatura) es decir, en la dirección azimutal por lo que puede causar que el centro guía de la trayectoria se gire en torno al eje de simetría de la trampa. La figura 2 presenta un esquema del movimiento de curvatura.

Figura 2. Deriva de curvatura



1.3 Trampa magnética tipo espejo.

El confinamiento magnético en la trampa tipo espejo se logra, gracias a que en su movimiento, una partícula cargada conserva el momento magnético y la energía total, además se encuentra bajo la influencia de la fuerza diamagnética. Las dos primeras cantidades permanecen constantes siempre y cuando el campo magnético sea estático y su movimiento se pueda tratar como adiabático. El movimiento se considera adiabático si durante el periodo de rotación ciclotrónica el campo magnético no cambia significativamente. Esta condición en trampas magnéticas destinadas para confinamiento del plasma siempre se satisface.

En un campo magnético estático se conserva el momento angular de rotación alrededor de las líneas del mismo:

$$\vec{L}_\perp = \vec{r}_\perp \times \vec{P}_\perp ; \frac{d\vec{L}_\perp}{dt} = \vec{r}_\perp \times \vec{F} = \vec{r}_\perp \times (v_\perp \times \vec{B}) = \vec{B}(v_\perp \cdot \vec{r}_\perp) - v_\perp(\vec{B} \cdot \vec{r}_\perp) = 0 \rightarrow \vec{L}_\perp = cte$$

El momento magnético se define como $\vec{\mu} = I \vec{A}$ donde I es la corriente y \vec{A} representa el vector área que limita dicha corriente. Para un movimiento orbital la corriente se define como la carga sobre el periodo de rotación y por eso el momento magnético se puede escribir como:

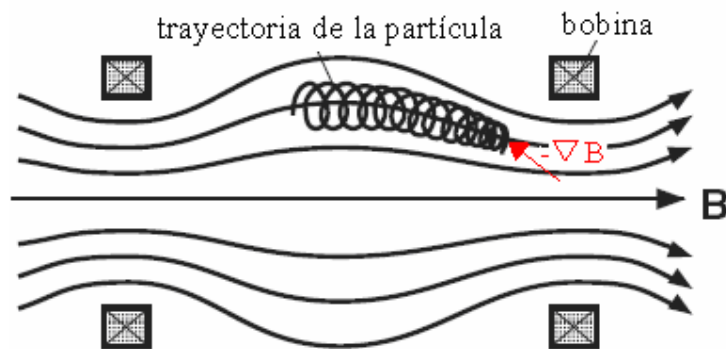
$$\vec{\mu} = \frac{q}{T} \frac{\vec{r}_\perp \times v_\perp}{r_\perp v_\perp} \pi r_\perp^2 = \frac{\Omega q}{2\pi} \frac{r_\perp \times m v_\perp}{m v_\perp} \pi r_\perp^2 = \frac{\Omega r_\perp q}{m 2} \frac{r_\perp \times p_\perp}{v_\perp} = \frac{v_\perp q}{m 2} \frac{r_\perp \times p_\perp}{v_\perp} = \frac{q}{m 2} \vec{L}_\perp = cte$$

Se puede demostrar que el momento magnético también se conserva en la aproximación adiabática [13,16,20]. Sin embargo es bueno escribir la magnitud del momento magnético de otra forma en la cual podamos ver la relación entre la energía de rotación y la amplitud del campo magnético:

$$\mu = \frac{q}{m 2} L_\perp = \frac{q}{m 2} m r_\perp v_\perp = \frac{q}{m 2} \frac{v_\perp}{\Omega} v_\perp = \frac{q m v_\perp^2}{2 m \Omega} = \frac{q m v_\perp^2}{2 m q B / m} = \frac{K_\perp}{B} = cte \quad (1.3.1)$$

Aquí K_\perp es la energía cinética de rotación (energía cinética perpendicular al campo magnético). De esta forma podemos apreciar que cuando la partícula se dirija a regiones donde el campo magnético es más intenso su energía de rotación también aumenta, pero como este campo no realiza ningún trabajo sobre la partícula entonces la parte de energía debido a la traslación paralela a la línea de campo por tanto debe disminuirse. Si el campo es lo suficientemente fuerte como para transformar toda la energía de la partícula en la energía de rotación, lograría detener el avance paralelo y debido a la fuerza diamagnética (1.1.2) que empuja a la partícula a regiones del espacio donde el campo magnético es más débil (ver la Figura 3) la se logra que retroceda.

Figura 3. Partícula atrapada en una trampa magnética tipo espejo (la flecha roja representa el la dirección de la fuerza diamagnética)



1.3.1 Cono de pérdidas.

Ahora es bueno saber bajo que condiciones la partícula puede ser atrapada o se fuga de la trampa. A partir de la ecuación (1.3.1) se puede deducir que

$\frac{v_{\perp 1}^2}{B_1} = \frac{v_{\perp 2}^2}{B_2}$. Por tanto una partícula solo quedará confinada si el campo

magnético en la región de mayor intensidad es lo suficientemente grande para reducir a cero la energía paralela; por tanto debemos comparar las velocidades en el plano perpendicular al eje del campo magnético en los puntos donde el campo es mínimo (B_{\min}), pues allí la energía paralela es máxima, con las velocidades en los puntos de mayor intensidad del campo magnético. Teniendo en cuenta que en el punto donde el campo magnético alcanza su valor máximo (B_{\max}) la energía de rotación es también máxima con lo cual se puede determinar el ángulo crítico θ_0 entre el vector velocidad del electrón y el eje del campo magnético; por tanto una partícula quedará confinada si:

$$\frac{v_{\perp \min}^2}{B_{\min}} \geq \frac{v_0^2}{B_{\max}} ; v_{\perp \min}^2 = v_0^2 \sin^2 \theta \rightarrow \sin^2 \theta \geq \frac{B_{\min}}{B_{\max}} = \sin^2 \theta_0,$$

Todas las partículas que se caracterizan por $\theta > \theta_0$ se encuentran atrapadas y en el caso $\theta < \theta_0$ escapan de la trampa especular. El cociente B_{\max}/B_{\min} se denomina *relación de espejo R* y es un parámetro adecuado para determinar la capacidad de confinamiento de una trampa magnética:

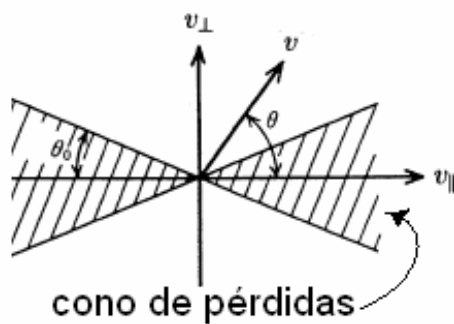
$$R = B_{\max}/B_{\min}. \quad (1.2.1.1)$$

Por tanto una partícula se queda atrapada si solo si se cumple la condición:

$$\sin \theta \geq \frac{1}{\sqrt{R}} \rightarrow \sin \theta_0 = \frac{1}{\sqrt{R}}$$

Lo anterior se puede representar gráficamente por medio de la siguiente figura.

Figura 4. Cono de pérdidas en el espacio de velocidades.



CAPÍTULO 2. SIMULACIÓN DEL CAMPO MAGNÉTICO.

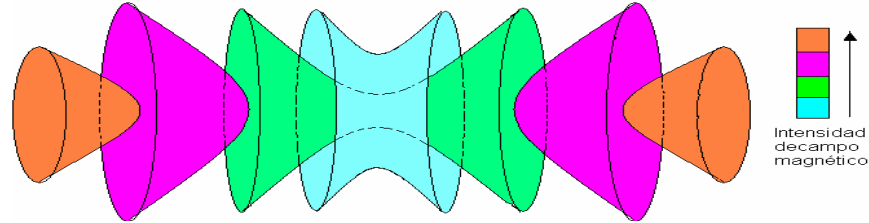
2.1 Introducción.

Como se expuso en el capítulo 1 la configuración de campo magnético es el responsable del confinamiento en una trampa tipo espejo; si bien hay varias formas para generar estos campos [15,17]. En el presente estudio se genera el campo por medio de dos bobinas de igual sección circular alimentadas con corriente continua, que comparten el mismo eje de simetría pero separadas axialmente (figura 3). Los campos producidos por esta configuración generan líneas magnéticas similares a las apreciadas en la figura 3 del Capítulo 1; esta configuración también se conoce como botella magnética. Las configuraciones de campos generados de esta manera se pueden clasificar en dos tipos, de acuerdo a la geometría de la superficie RCE; la cual se componen de todos los puntos donde el campo magnético posee el valor de resonancia dado por:

$$B(r, z) \equiv \frac{mc\omega}{e} \quad (m \text{ y } e \text{ masa y carga del electrón, } c \text{ velocidad de la luz, } \omega \text{ frecuencia angular del campo electromagnético)}$$
; de tipo hiperboloide de una hoja e hiperboloide de dos hojas (ver la figura 5). El comportamiento del plasma cambia de acuerdo a cada una de estas formas, no solo desde el punto de vista puramente teórico sino que se puede apreciar significativamente en resultados experimentales¹. En el plasma también se encuentra una resonancia colectiva que se denomina *híbrida*. La resonancia híbrida se presenta cuando se cumple la condición: $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$, donde ω_p y ω_c son la frecuencia plásmica y la frecuencia ciclotrónica respectivamente[22]

¹ Ver capítulo 4

Figura 5. Superficies de igual intensidad magnética.



La figura 5 muestra que el campo magnético tipo espejo de mayor magnitud forma un hiperboloide de dos hojas mientras que el de menor intensidad produce la configuración de hiperboloide de una hoja.

En el presente trabajo se pretende hacer estudio de ambos tipos de la superficie RCE. Para realizar estos, es necesario en primer lugar buscar la expresión para el campo de una bobina y así encontrar cuales deben ser las características de las mismas que determinen la forma de la zona RCE.

2.2 Simulación del campo de una bobina circular.

Para encontrar el campo magnético generado por una bobina compuesta por espiras alimentada con corriente continua, utilizamos el principio de superposición. Por tanto es suficiente hallar la contribución de una de las espiras que componen la bobina.

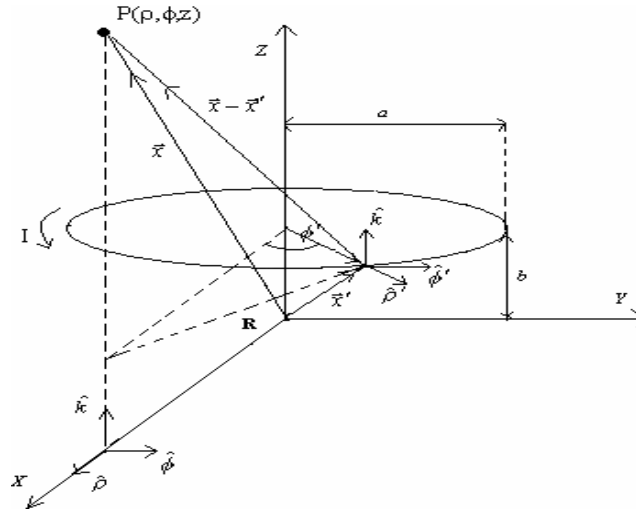
2.2.1 Campo producido por una espira circular con corriente continua.

Para encontrar el campo producido por una espira, partimos de la ley de Biot-Savart:

$$d\vec{B} = \frac{I}{c} \frac{d\vec{l} \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3}. \quad (2.1.1.1)$$

Consideremos una espira circular de radio a , ubicada sobre el plano x - y a una distancia b del origen ($z = b$), cuyo centro coincide con el eje z y que lleva una corriente I , como se muestra en la figura 6.

Figura 6. Espira con la corriente continua.



En este caso se puede demostrar que el vector del potencial magnético tiene la siguiente forma[14,15]:

$$A(\mathbf{x})_\phi = \left[\frac{a}{\rho} \right]^{1/2} \frac{4I}{ck} \left\{ \left(1 - \frac{k^2}{2}\right) K(k) - E(k) \right\} \quad (2.1.1.2)$$

Nota: para pasar al sistema internacional tiene que reemplazar $\frac{1}{c}$ por $\frac{\mu_0}{4\pi}$.

Aquí $k^2 = \frac{4a\rho}{(z-b)^2 + (\rho+a)^2}$, $K(k)$ y $E(k)$ representan las integrales elípticas completas de primera y segunda clase respectivamente.

completas de primera y segunda clase respectivamente.

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\alpha}{[1 - k^2 \text{sen}^2(\alpha)]^{1/2}}$$

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} [1 - k^2 \text{sen}^2(\alpha)]^{1/2} d\alpha$$

(2.1.1.3)

Para encontrar el campo magnético utilizamos las ecuaciones de Maxwell.:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} = \frac{1}{\rho} \left\{ -\rho \frac{\partial A_\phi}{\partial z} \hat{\rho} + \frac{\partial(\rho A_\phi)}{\partial \rho} \hat{k} \right\} = -\frac{\partial A_\phi}{\partial z} \hat{\rho} + \frac{\partial(\rho A_\phi)}{\rho \partial \rho} \hat{k}, \text{ donde se deduce que:}$$

$$B_\rho(\rho, z) = -\frac{\partial A_\phi}{\partial z} \quad (2.1.1.4)$$

$$B_z(\rho, z) = \frac{A_\phi}{\rho} + \frac{\partial A_\phi}{\partial \rho} \quad (2.1.1.5)$$

$$B_\rho(\rho, z) = \frac{2I(z-b)}{c\rho\sqrt{(z-b)^2 + (\rho+a)^2}} \left[\frac{(z-b)^2 + \rho^2 + a^2}{(z-b)^2 + (\rho-a)^2} E(k) - K(k) \right] \quad (2.1.1.6)$$

$$B_z(\rho, z) = \frac{2I}{c\sqrt{(\rho+a)^2 + (z-b)^2}} \left[K(k) + \frac{a^2 - (z-b)^2 - \rho^2}{(\rho-a)^2 + (z-b)^2} E(k) \right] \quad (2.1.1.7)$$

Ahora para hallar el campo generado en algún punto del espacio simplemente se tiene que superponer el campo de cada espira en este lugar. La posición de cada espira depende de las condiciones iniciales (posición y tamaño de la primera), el grosor del alambre y su ubicación dentro de la bobina. Para este trabajo el diámetro del alambre fue elegido de 0.3 cm. Ahora que conocemos las ecuaciones para el campo magnético, se puede determinar las características que son necesarias para obtener diferentes tipos zonas RCE, tomando en cuenta el valor de la frecuencia de microonda. Las diferentes configuraciones tomadas para el sistema magnético se dan a conocer en el capítulo 6º.

CAPÍTULO 3. CAMPO DE MICROONDAS.

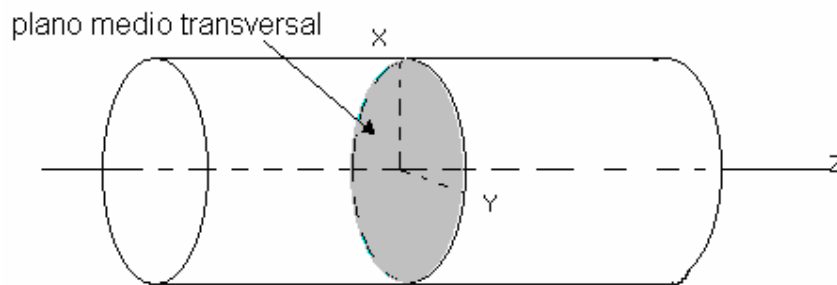
3.1 Simulación del campo de microondas

Para hallar el campo de microondas que calienta el plasma, es necesario resolver las ecuaciones de Maxwell dentro de una cavidad resonante cilíndrica vacía la cual sirve como frontera para el campo de microonda. En el régimen estacionario con dependencia armónica del tiempo [14,15] las ecuaciones que describen el campo electromagnético toman la siguiente forma:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} &= \vec{0} \\ \nabla^2 \vec{B} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{B} &= \vec{0}\end{aligned}\tag{3.1.1}$$

Antes de escribir la solución para estas ecuaciones, es necesario definir la orientación del sistema, poniendo el eje Z como el eje de la cavidad cilíndrica (ver la figura 7).

Figura 7. Orientación del sistema de coordenadas



Como la frontera la constituye un conductor y los campos varían con el tiempo, las condiciones para la onda en la misma son las siguientes:

$$\begin{aligned}\vec{E} \cdot \hat{n} &= 0 \\ \vec{B} \cdot \hat{n} &= 0\end{aligned}\tag{3.1.2}$$

Nota: sin embargo, el campo magnético puede atravesar sin sufrir cambio un conductor del metal no magnético tipo cobre; gracias a esto las bobinas pueden generar el campo de la trampa dentro de la cavidad resonante.

Ahora partiendo de la simetría del problema es conveniente presentar los campos en dos componentes una en el plano de la sección transversal del cilindro y otra con el mismo sentido de su eje:

$$\vec{E} = \vec{E}_t + \vec{E}_z \quad ; \quad \vec{B} = \vec{B}_t + \vec{B}_z \quad ; \quad \nabla = \nabla_t + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z}, \quad (3.1.3)$$

donde ∇_t es el gradiente en la dirección transversal.

Si utilizamos la descomposición anterior y la introducimos en el sistema formado por las ecuaciones (3.1.1) y (3.1.2) podemos obtener el siguiente resultado:

$$\begin{aligned} \vec{E}_t &= \frac{-i}{\gamma^2} \left[i \frac{\partial}{\partial z} \nabla_t E_z + \frac{w}{c} \hat{k} \times \nabla_t B_z \right] \\ \vec{B}_t &= \frac{i}{\gamma^2} \left[\frac{w}{c} \hat{k} \times \nabla_t E_z - i \frac{\partial}{\partial z} \nabla_t B_z \right], \end{aligned} \quad (3.1.4)$$

$$\text{donde } \gamma^2 = \frac{w^2}{c^2} - k^2$$

De las ecuaciones (3.14) se puede ver que las componentes transversales de campo se pueden expresar como función de las componentes longitudinales. Por tanto es suficiente encontrar éstas para determinar el campo de microondas.

La componente longitudinal de campo magnético se describe por la ecuación:

$$\nabla_t^2 B_z - k_z^2 B_z + \frac{\omega^2}{c^2} B_z = 0 \quad ; \quad \left. \frac{\partial B_z}{\partial n} \right|_s = 0, \quad (3.1.5)$$

donde $\left. \frac{\partial B_z}{\partial n} \right|_s$ es la derivada de la componente z en la dirección normal a la

superficie del cilindro que representa la condición de frontera.

La componente longitudinal de campo eléctrico se describe por la ecuación:

$$\nabla_t^2 E_z - k_z^2 E_z + \frac{\omega^2}{c^2} E_z = 0. \quad (3.1.6)$$

La condición de frontera $E_z|_s = 0$ significa que el componente tangente a la superficie del conductor es cero.

La onda que se utiliza para calentar el plasma por razones de confinamiento es un modo TE ($B_z \neq 0$, $E_z = 0$). Por tanto si usamos las ecuaciones (3.1.4) y si resolvemos (3.1.5) mediante el método de separación de variables, podemos llegar al siguiente conjunto de fórmulas:

$$B_z = \frac{c\gamma^2 E'_0}{\omega} \cos\left(\frac{n\pi z}{l}\right) \cos(m\varphi - \omega t) J_m\left(\frac{X_{mk}\rho}{\rho_0}\right) \quad (3.1.7)$$

$$\vec{E}_t = E'_0 \cos\left(\frac{n\pi z}{l}\right) \left\{ J'_m\left(\frac{X_{mk}\rho}{\rho_0}\right) \frac{X_{mk}}{\rho_0} \operatorname{sen}(m\varphi - \omega t) \hat{e}_\varphi + \frac{m}{\rho} J_m\left(\frac{X_{mk}\rho}{\rho_0}\right) \cos(m\varphi - \omega t) \hat{e}_\rho \right\} \quad (3.1.8)$$

$$\vec{B}_t = -\frac{cn\pi E'_0}{\omega l} \operatorname{sen}\left(\frac{n\pi z}{l}\right) \left\{ J'_m\left(\frac{X_{mk}\rho}{\rho_0}\right) \frac{X_{mk}}{\rho_0} \cos(m\varphi - \omega t) \hat{e}_\rho - \frac{m}{\rho} J_m\left(\frac{X_{mk}\rho}{\rho_0}\right) \operatorname{sen}(m\varphi - \omega t) \hat{e}_\varphi \right\} \quad (3.1.9)$$

$$\gamma^2 = \frac{X_{mk}^2}{\rho_0^2} = \frac{w^2}{c^2} - k^2, \quad (3.1.10)$$

donde E'_0 es una amplitud, J_m es la función de Bessel de orden m ; J'_m es la derivada de función Bessel de orden m ; X_{mk} es la k -ésima raíz de la función de derivada de Bessel de orden m ; los coeficientes enteros n , m y k clasifican cada modo, es decir, este conjunto de ecuaciones (3.1.7-3.1.10), representan el modo TE_{nmk} . En nuestro caso estamos interesados en el modo TE_{111} , el cual es el mas sencillo y de mayor amplitud que posee componente azimutal por lo que es el utilizado para calentar el plasma; en este caso: $n=1$, $m=1$ y $k=1$.

El modo que se puede propagar en una cavidad depende entre otros de las dimensiones de la misma, como se puede apreciar en la ecuación (3.1.10) la cual se puede usar para determinar el tamaño apropiado. Ya que estamos

interesados en obtener una buena relación del espejo de la trampa¹, se debe permitir que la longitud de la cavidad sea mayor que el diámetro; esto hace que las líneas de campo puedan curvarse más (disminuir el valor del campo magnético en el plano medio transversal, ver fig7), sin embargo uno puede hacer mayor el diámetro de la cavidad, conservando la misma relación del espejo (lo que favorece a la aparición de sub-armónicos RCE¹), pero ello implicaría un aumento en la corriente de las bobinas.

El plasma se ubica dentro de la cavidad y para resolver las ecuaciones de movimiento y de Poisson en diferencias finitas el volumen de la cavidad tiene que poner una malla tridimensional homogénea (una celda de este arreglo tiene forma cúbica y su lado mide una longitud igual al paso de la malla). Para garantizar que tanto el diámetro como la longitud de la cavidad sean múltiplos enteros del paso de la malla, la fórmula que determina la longitud del paso de acuerdo con (3.1.10) es:

$$Paso = \frac{c}{2f} \sqrt{\left(\frac{x_{mk}}{\pi n_r}\right)^2 + \left(\frac{n}{n_z}\right)^2}, \quad (3.1.11)$$

donde n_r y n_z son los números enteros que representan la cantidad de celdas en la malla en las direcciones radial y axial respectivamente. En este estudio tomamos como una primera prueba $n_z = 44$ y $n_r = 14$, puesto que si el diámetro de la cavidad es menor que la longitud de la misma se puede alcanzar un mayor relación de espejo. Usando la fórmula (3.1.11) obtuvieron las dimensiones para la cavidad dadas en Tabla 2b del capítulo VI.

De las ecuaciones (3.1.7-3.1.9) se puede observar que la única función presente en las mismas que no se encuentra programada por defecto, son las funciones de Bessel y sus derivadas por lo cual es necesario tenerlas tabuladas. Para este objeto y debido a que el campo de microondas es más sencillo que el campo magnético de la trampa, se puede ponderar en una malla más fina que la planteada anteriormente (en lugar de 14 nodos en la dirección radial, se tomaron 301 en los cuales se conocen los valores de la función de

¹ Ver capítulo 4

Bessel). Eso se hace para que el campo de microondas sea mejor calculado en cualquier punto dentro de la región de interés.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTALES.

4.1 Introducción.

Por su naturaleza el plasma es un sistema de muchas partículas sometidas principalmente a fuerzas electromagnéticas, lo cual lo convierte en un sistema complejo de describir especialmente si se usan métodos analíticos. Sin embargo, gracias a la aplicación de métodos computacionales, se ha logrado avances en este campo. No obstante dichos procedimientos están limitados por el número de partículas que pueden tomar en cuenta. Esto se ha convertido en una barrera, pues en realidad, el comportamiento del plasma no se ha logrado modelar completamente hasta el momento. Por tanto en el campo de la simulación es importante tomar en cuenta resultados experimentales como un indicador de la calidad del modelo utilizado. En nuestro caso podemos obtener un referente de cómo se distribuyen las partículas más calientes, estos datos son tomados en cuenta en nuestro proceso de simulación.

4.2 Datos experimentales.

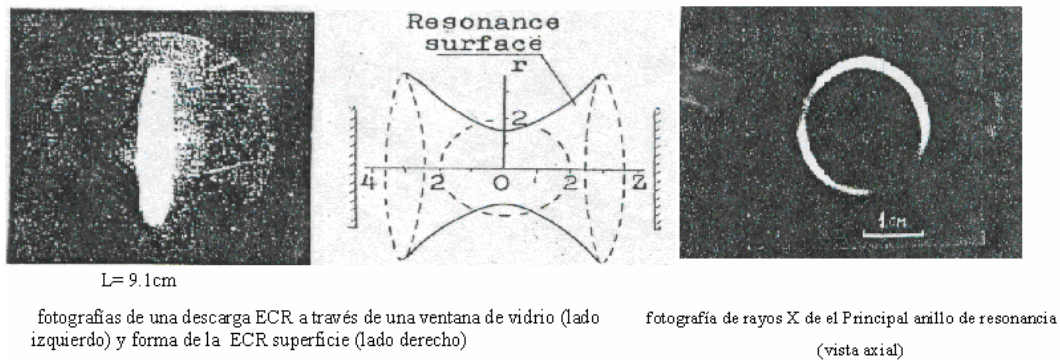
En un estudio experimental realizado en [4-9] se detectó la aparición de electrones de alta temperatura en un plasma RCE confinado en una trampa magnética tipo espejo de los cuales se logró establecer que: cuando la superficie RCE forma un hiperboloide de una hoja se observa que los electrones más calientes se encuentran distribuidos en forma de anillos en rotación. El radio de anillos aproximadamente coincide con las cinturas de los hiperboloides correspondientes a la resonancia ciclotrónica fundamental $B_1(r,z)=B_0$ y sus subarmónicos $B_2(r,z)=B_0/2$, $B_3(r,z)=B_0/3$ y $B_4(r,z)=B_0/4$, donde B_0 representa la magnitud de campo magnético de resonancia ciclotrónica electrónica fundamental. La energía promedio de las partículas que componen cada anillo no es la misma pues resultados obtenidos muestran que la temperatura del anillo es mayor si el campo magnético correspondiente a su

sub-armónico es mayor, esto quiere decir que el anillo que se encuentra en la zona de resonancia presenta la mas alta temperatura. La formación de anillos en rotación en las zonas $B_0/2$, $B_0/3$ y $B_0/4$ se conoce como el fenómeno de calentamiento en los sub-armónicos.

La evidencia experimental acerca de los anillos rotativos no es única sino que se considera un fenómeno asociado con la trampa magnética RCE y se puede apreciar en varios trabajos [4-9].

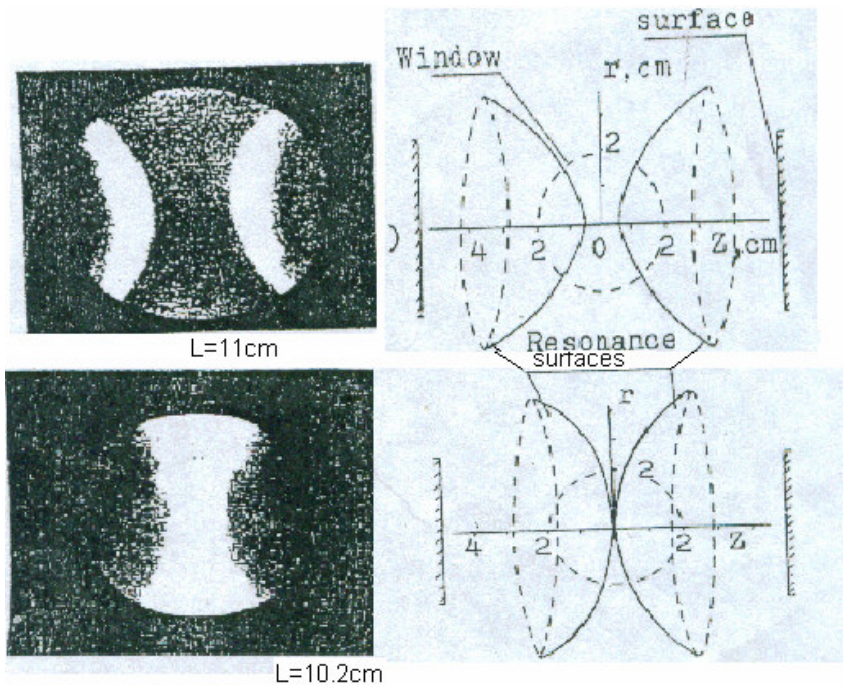
Un trabajo que es muy interesante desde el punto de vista de los resultados es el reportado por Dougar Zhabon [4], puesto que en el podemos observar fotografías, de las distribuciones de los electrones de mayor energía, no solo cuando la zona RCE es de una hoja sino también de dos como se puede apreciar en la figuras 8 y 9.

Figura 8. Fotografía de una descarga RCE (hiperboloide de una hoja)



Fuente: V. D. Dougar-Jabon, Physica Scripta, 69, 313-315(2004)

Figura 9. Fotografía de una descarga RCE (hiperboloide de dos hojas)



Fuente: V. D. Dougar-Jabon, Physica Scripta, 69, 313-315(2004)

Estos patrones de distribución nos servirán de referente para comparar con los resultados de nuestra simulación. Es de anotar que en este trabajo las dimensiones que se tomaron para la cavidad no permiten que existan regiones de campo magnético, en las cuales se tenga el valor de un sub-armónico.

Es conclusión, de acuerdo a resultados experimentales cuando la configuración es de una hoja se forma un anillo plásmico en la cintura de la misma en donde las partículas pueden alcanzar su máxima energía. Cuando la zona presenta dos hojas los electrones más calientes se hallan cerca de la zona de resonancia, pero no se observa un anillo de las mismas.

CAPÍTULO 5. ECUACIONES DE MOVIMIENTO Y CAMPO AUTO-CONSISTENTE.

5.1 Planteamiento del problema.

Para simular el comportamiento de partículas cargadas en el plasma es necesario resolver la ecuación de Newton-Lorentz relativista

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \left[\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right] \rightarrow \frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{q}{m_q} \left[\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right] = \frac{q}{m_q} \left[\vec{E} + \frac{\vec{u}}{c\gamma_B} \times \vec{B} \right]$$

(5.1.1)

y la ecuación de Poisson

$$\nabla^2 \Phi(\vec{r}) = -4\pi\rho(\vec{r}),$$

(5.1.2)

donde \vec{E} - representa el campo eléctrico total formado por microondas y el auto generado por el plasma, \vec{B} - campo magnético de la trampa tipo espejo y de microondas, γ_B - factor relativista, m_q - masa de la partícula cargada en reposo, Φ - potencial electrostático, ρ - densidad de carga local y q la carga de la partícula.

Las ecuaciones (5.1.1-2) se deben resolver para un gran número de partículas. En un plasma de laboratorio la densidad numérica de portadores de carga puede alcanzar alrededor de 10^{12} cm^{-3} . Aunque las dimensiones de la cavidad sean pequeñas el número total de partículas de cada signo tiene un valor de orden de 10^{15} lo que implica una enorme cantidad de ecuaciones por resolver en cada paso de tiempo lo cual es un problema que hasta el momento no se ha podido superar por computadores modernos incluso muy poderosos. Una salida para esta situación consiste en introducir macro-partículas ó partículas computacionales. En este modelo cada macro-partícula se considera consistente en muchas partículas ordinarias lo que permite disminuir drásticamente el número de las ecuaciones. El método de macro-partículas es útil por lo que la ecuación para una de estas es la idéntica a la de una partícula ordinaria. Para ver esto, observemos como cambia la ecuación de movimiento

cuando la masa y la carga de partícula se aumentan M veces es decir la macro-partícula representa a M de las partículas tomadas en consideración:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{Mq}{Mm_q} \left[\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right] = \frac{q}{m_q} \left[\vec{E} + \frac{\vec{u}}{c\gamma_B} \times \vec{B} \right] \quad (5.1.3)$$

La ecuación (5.1.3) muestra que la macro-partícula y una de sus componentes poseen el mismo movimiento.

De acuerdo a las dimensiones de la cavidad y tomando una densidad numérica electrónica de 10^{11} cm^{-3} encontramos que este sistema se compone, alrededor de 6×10^{13} de partículas cargadas negativamente y por tanto de la misma cantidad de iones.

En nuestro proceso de simulación se utilizó un gas de hidrógeno de manera que las partículas con carga negativa corresponden a electrones y las positivas a protones. El número de macro-partículas tomadas es de 5×10^5 lo que hace que cada una de ella represente 10^8 partículas ordinarias. Es importante resaltar que en las ecuaciones (5.1.1-2) no se incluye el efecto de las colisiones, sin embargo, esto no representa una pérdida mayor, ya que la longitud de la carrera libre (l) es mucho mayor que las dimensiones del sistema [17]:

$$l = \frac{1}{\sqrt{2\pi N D_H^2}} \approx \frac{1}{N \sigma_H} = \frac{1}{10^{11} 0.88 \times 10^{-16}} = 1.1 \times 10^5 \text{ cm}. \text{ Aquí } D_H, \text{ es el diámetro del}$$

átomo de hidrógeno, N la densidad de partículas y σ es la sección eficaz de colisiones. La anterior ecuación muestra con claridad que la longitud de la carrera libre es mucho mayor que el tamaño de la cavidad (ver tabla1a), por tanto el fenómeno de colisiones no se presenta en nuestro caso.

5.2 Método partícula en celda (PIC).

Ya tenemos un sistema de 10^6 macro-partículas (iones más electrones) en total que representan un plasma de 10^{14} partículas ordinarias. Es necesario ejecutar un procedimiento especial que permita aproximarse al caso real aún cuándo se

tome en consideración un sistema numéricamente menor. La técnica usada para superar esto, es la llamada “partícula en celda” o simplemente PIC.

Al observar la ecuación (5.1.2) vemos que debemos resolver la ecuación de Poisson tomando en consideración todas las partículas presentes de manera que se pueda obtener el campo auto generado por el plasma en cada punto del espacio. Por lo tanto de la forma como se calcule éste, depende en buena parte la calidad de la simulación. La ecuación de Poisson se resuelve usando diferencias finitas y por eso es necesario encontrar una forma de calcular la densidad en los nodos de la malla. El método PIC nos aporta un modelo de cómo se puede calcular la densidad discreta de carga. La idea del método consiste en que cada partícula aporta una cantidad de carga a los vértices de la celda en la que se encuentra. El ponderado sobre la malla es el siguiente: se divide ésta celda en octantes (ver fig. 11) y a cada nodo (vértice) se le asigna una cantidad de carga proporcional al volumen del octante opuesto.

Figura 10. División del volumen en octantes

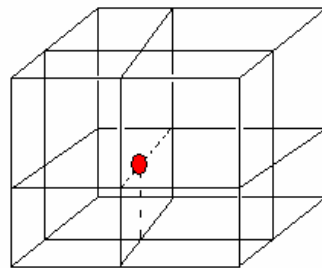
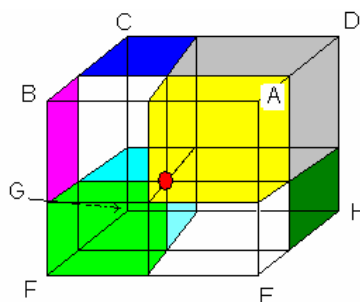


Figura 11. Ponderado de malla



Para ilustrar en qué forma se hace el ponderado observemos la figura 12. Por ejemplo al punto de malla F le corresponde el volumen del octante D (sombreado en gris) y al punto de malla G le corresponde del octante A (sombreado en amarillo). Es conveniente utilizar coordenadas de malla de manera que cada nodo puede representarse mediante tres números enteros y el volumen de cada celda es unitario. De esta forma, se obtiene la densidad de carga en cada punto de malla la cual permite, al resolver la ecuación de Poisson, obtener el valor del campo eléctrico en los nodos. Sin embargo al resolver la ecuación de movimiento, para una partícula dada, y como ésta puede encontrarse en cualquier lugar de la cavidad, se hace necesario ponderar de nuevo el valor de los campos en este punto; igual que antes el proceso involucra únicamente el valor de campo en los vértices de la celda que encierra la partícula, los cuales deben ser ponderados de la misma forma que para la carga, lo cual evita la auto fuerza (que la partícula se acelere a si misma).

5.2.1. Campo eléctrico auto-generado.

Para encontrar el campo eléctrico auto-generado es necesario resolver la ecuación de Poisson en diferencias finitas:

$$\nabla^2 \Phi(\vec{r}) \rightarrow \frac{\Delta^2 \Phi}{\Delta z^2} + \frac{\Delta^2 \Phi}{\Delta x^2} + \frac{\Delta^2 \Phi}{\Delta y^2} = \frac{\Phi^{ijk+2t} - 2\Phi^{ijkt} + \Phi^{ijk-2t}}{4\Delta z^2} + \frac{\Phi^{i+2jkt} - 2\Phi^{ijkt} + \Phi^{i-2jkt}}{4\Delta x^2} + \frac{\Phi^{ij+2kt} - 2\Phi^{ijkt} + \Phi^{ij-2kt}}{4\Delta z^2} = -4\pi\rho^{ijkt} \quad (5.2.1.1)$$

Uno de los métodos bien desarrollados para este problema es aplicación de la técnica de transformada rápida de Fourier.

Una vez encontrado el potencial eléctrico se puede calcular el campo eléctrico mediante el operador gradiente en diferencias finitas:

$$\begin{aligned}
E_x^{ijkt} &= -\frac{\Phi^{i+1,jkt} - \Phi^{i-1,jkt}}{2\Delta x} \\
E_y^{ijkt} &= -\frac{\Phi^{ij+1,kt} - \Phi^{ij-1,kt}}{2\Delta y} \\
E_z^{ijkt} &= -\frac{\Phi^{ijk+1,t} - \Phi^{ijk-1,t}}{2\Delta z}
\end{aligned}
\tag{5.2.1.2}$$

De esta forma se puede calcular el campo eléctrico en los puntos de malla.

5.2.2. Campo Magnético Auto-Generado

En la mayoría de los procesos de simulación no se considera el efecto del campo magnético auto-generado puesto que los giros de los electrones no muestran mucho orden, por lo que éste se asume despreciable. Sin embargo en este trabajo se toma en cuenta el campo magnético auto generado en algunas pruebas por dos razones principales: la primera es que de acuerdo con los resultados experimentales y parciales de nuestro proceso de simulación, en el plano medio se observa un orden en el movimiento de los electrones y es posible que el campo magnético auto-generado puede afectar el campo magnético de la trampa. La segunda es con el objeto de mejorar la calidad de la simulación y elaborar un programa general que se puede aplicar para casos de energía muy altas de rotación que producen campos magnéticos significativos. Para encontrar el campo magnético auto generado se puede utilizar la ley de Faraday

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{c \partial t}
\tag{5.2.2.1}$$

Ahora se escribe de forma extendida esta ecuación:

$$\frac{\partial \vec{B}}{c \partial t} = -\nabla \times \vec{E} = -\left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}\right)\hat{a}_x + \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z}\right)\hat{a}_y - \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right)\hat{a}_z.$$

Como el campo eléctrico se calcula en los nodos el campo magnético se puede encontrar el campo magnético escribiendo la ecuación de Faraday en diferencias finitas:

$$\begin{aligned}
B_x^{ijkt+\Delta t} &= B_x^{ijkt} + \Delta t c \left[\frac{E_y^{ijk+1} - E_y^{ijk-1}}{2\Delta Z} - \frac{E_y^{ij+1k} - E_y^{ij-1k}}{2\Delta y} \right] \\
B_y^{ijkt+\Delta t} &= B_y^{ijkt} + \Delta t c \left[\frac{E_z^{i+1jk} - E_z^{i-1jk}}{2\Delta x} - \frac{E_x^{ijk+1} - E_x^{ijk-1}}{2\Delta z} \right] \\
B_z^{ijkt+\Delta t} &= B_z^{ijkt} + \Delta t c \left[\frac{E_x^{ij+1k} - E_x^{ij-1k}}{2\Delta y} - \frac{E_y^{i+1jk} - E_y^{i-1jk}}{2\Delta x} \right]
\end{aligned} \tag{5.2.2.2}$$

5.3 Normalización de las variables.

Para evitar los valores demasiado grandes o demasiado pequeñas y liberarse de los valores dimensionales es conveniente normalizar las variables. A continuación presentamos las sustituciones propuestas:

$$\vec{r}' = \frac{w}{c} \vec{r} \quad \tau = wt \quad \vec{B}' = \frac{\vec{B}}{B_0} \quad \vec{E}' = \frac{\vec{E}}{B_0} \quad B_0 = \frac{m_e w c}{e} \rightarrow \vec{V}' = \frac{\vec{V}}{c}.$$

Aquí B_0 es la magnitud del campo magnético de resonancia exacta.

Entonces la ecuación de movimiento toma la siguiente forma:

$$\frac{d\vec{u}'}{d\tau} = \vec{E}' + \frac{\vec{u}'}{\gamma_B} \times \vec{B}' \quad \rightarrow \vec{u}' = \frac{\vec{u}}{c} \tag{5.3.1}$$

5.4 Esquema de leap-frog y técnica de Boris.

Para resolver la ecuación de Newton – Lorentz en diferencias finitas utilizamos el esquema de leap-frog (salto de rana) [21], el cual recibe su nombre porque las velocidades se calculan dentro de medio paso de tiempo desfasado con respecto a la posición. Esto se puede observar en la forma de la ecuación en diferencias finitas:

$$\frac{d\vec{u}'}{d\tau} = \vec{E}' + \frac{\vec{u}'}{\gamma_B} \times \vec{B}' \quad \rightarrow \quad \frac{\vec{u}'^{n+1/2} - \vec{u}'^{n-1/2}}{\Delta\tau} = \vec{E}'_n + \frac{\vec{u}'^{n+1/2} + \vec{u}'^{n-1/2}}{2\gamma_B} \times \vec{B}'_n \tag{5.4.1}$$

$$\vec{r}'_{n+1} = \vec{r}'_n + \vec{u}'_{n+1/2} \frac{\Delta\tau}{\gamma_B} \tag{5.4.2}$$

La técnica de Boris [12,21], plantea un modelo rápido y eficaz para resolver el par de ecuaciones (5.4.1-2):

$$\vec{u}'^- = \vec{u}'_{n-1/2} + \vec{E}' \frac{\Delta\tau}{2} \quad (\text{por izquierda}) \quad \text{y} \quad \vec{u}'^+ = \vec{u}'_{n+1/2} - \vec{E}' \frac{\Delta\tau}{2} \quad (\text{por derecha})$$

Solo falta definir como se encuentra u'^+ , puesto que u'^- ya lo conozco porque $u'_{n-1/2}$ es el dato anterior. Para lo anterior se introduce una nueva cantidad.

$$\vec{v}' = \vec{u}'^- + \vec{u}'^- \times \vec{t}$$

$$\vec{u}'^+ = \vec{u}'^- + \vec{v}' \times \vec{s}, \quad \text{donde} \quad \vec{t} = \vec{B}' \frac{\Delta\tau}{2\gamma_B}, \quad \text{y} \quad \vec{s} = 2\vec{t} / (1 + t^2).$$

Si siguiendo el algoritmo anterior se resolvieron las ecuaciones de movimiento para un paso de tiempo de igual a la $T/250$, para el caso de 2.45GHz y $T/200$ para 14.4GHz, donde T representa el periodo de la microonda. La razón para la división anterior consiste en que el segundo periodo es mas corto lo que hace que se necesiten muchas más iteraciones computacionales para alcanzar el mismo tiempo real. Por ejemplo para alcanzar un tiempo real de 1×10^{-8} s se necesitan en el caso de 2.45GHz 6125 ciclos computacionales. Mientras que para el mismo tiempo cuando la frecuencia es de 14.4GHz se requieren 36000 ciclos. A pesar que en el segundo caso el periodo de la onda se dividió por un número menor.

5.5 Algoritmo utilizado.

El esquema de solución de las ecuaciones de movimiento, es el siguiente:

- a) Determinar condiciones iniciales: se utiliza un programa que distribuye uniformemente los electrones e iones por el volumen de la cavidad. Para eso se toman dos cilindros de tamaño un poco menor que el de la cavidad, siendo un poco mayor el cilindro para los electrones que para los iones con el objeto de que no se ubiquen en la misma posición dos partículas de cargas opuestas. Las direcciones de las velocidades de las partículas se asignan de forma aleatoria, pero de igual magnitud según su especie. Para los electrones se parte con una energía cinética inicial de 10 eV mientras que a los iones 1 eV (es de anotar que las funciones de distribución final, tanto de electrones como para iones, no dependen de las energías iniciales).

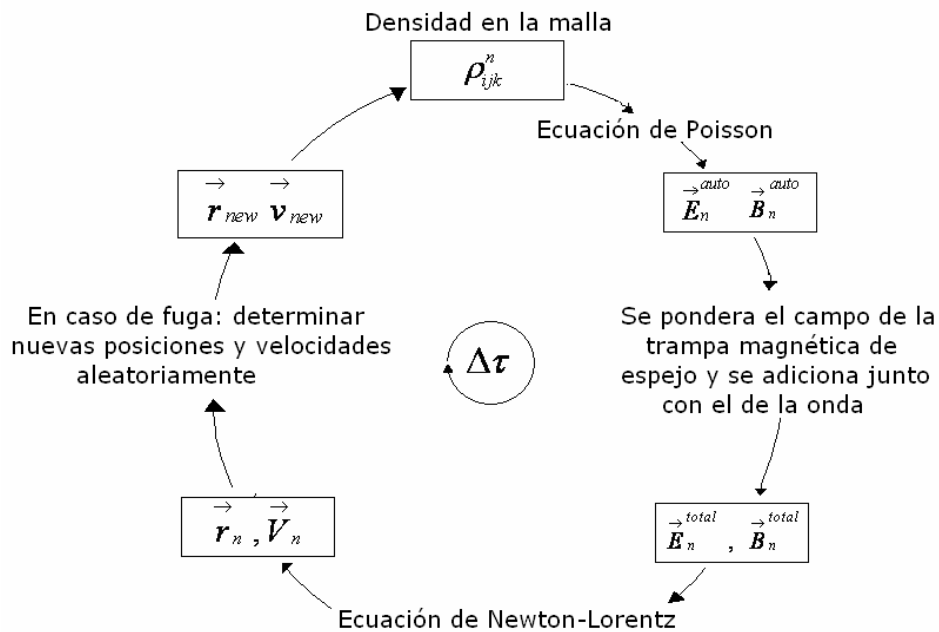
- b) Ponderar la densidad discreta de carga (en los nodos) para la distribución actual utilizando el método PIC.
- c) Resolver la ecuación de Poisson en diferencias finitas usando la técnica de transformada rápida de Fourier.
- d) Calcular el gradiente del potencial y de esta forma hallar el campo eléctrico auto generado (si es el caso se calcula el campo magnético auto generado).
- e) Seleccionar una de las macro-partículas para resolver su ecuación de movimiento.
- f) Con los valores de la velocidad y posición de la partícula del ítem anterior ponderar el valor de los campos auto generado por el plasma y de la onda; este último posee un ponderado diferente puesto que su valor se puede encontrar en una maya más fina (sin involucrar un alto costo computacional).
- g) Resolver la ecuación de Newton – Lorentz, usando el esquema de leap-frog y la técnica Boris.
- h) En caso de que la nueva posición se encuentre fuera de la cavidad, colocarla dentro en una posición que se asigna de manera aleatoria y con una velocidad de magnitud constante pero de dirección aleatoria.
- i) Repetir los pasos hasta completar la totalidad de las macro-partículas (un o dos millones según el caso).

El proceso anterior constituye un ciclo elemental puesto que termina con el valor de las posiciones y velocidades para el siguiente paso de tiempo. El esquema del algoritmo se puede representar mediante la figura 12.

El ciclo computacional debe repetirse hasta que el plasma alcance un equilibrio dinámico. Lo cual ocuparía mucho tiempo de máquina (del orden de meses) que hace necesario dentro de cada cierta cantidad de ciclos guardar los resultados parciales para no perderlos en caso que suceda un evento que interrumpa el proceso de simulado (cortes de energía entre otros). En este trabajo de investigación se guardan resultados cada 6125 ciclos para el caso

de 2.45GHz lo que equivale en tiempo real a 10^{-8} s y en tiempo de máquina alrededor de 4.5 horas; para el caso de 14.4GHz se salvan resultados cada 18000 ciclos elementales, lo cual es en tiempo real 5×10^{-9} s y en tiempo computacional alrededor de 8.5 horas. Estos datos corresponden a la configuración de prueba del capítulo VI.

Figura 12. Esquema de un ciclo computacional elemental.



Es de anotar que los tiempos computacionales dependen de la capacidad del equipo con que se trabaja y que los datos aquí suministrados corresponden a dos máquinas distintas.

Cada vez que se completa el número de ciclos para guardar datos, se observa la evolución del plasma, en este momento se grafican distribuciones espaciales de partículas y la función de distribución de energías de las mismas, la cual sirve como referente para determinar el momento en que se alcanza el equilibrio dinámico.

CAPITULO 6. PRUEBA PRELIMINAR: RESULTADOS Y OBSERVACIONES.

6.1 Introducción

En un proceso de simulación por computadora utilizando métodos numéricos hay varios factores que pueden afectar los resultados del proceso de simulación: por un lado están el valor de las variables físicas consideradas y por otro las constantes de computacionales. Por tanto es necesario determinar la influencia de cada factor tanto físico como computacional para encontrar la configuración que más se adecue para simular satisfactoriamente al comportamiento real del plasma de laboratorio.

Por tanto a continuación presentamos una serie de configuraciones, las ventajas y desventajas, las observaciones importantes obtenidas y las mejoras a tomar en cuenta para realizar una nueva prueba.

En nuestra tesis uno de los objetivos principales es estudiar tres configuraciones, las cuales las clasificaremos por una letra como mostraremos en las siguientes tablas.

Tabla 1. Tipo de sistema físico principales

Notación para el sistema	Zona RCE	Frecuencia de la onda	Valor del campo de resonancia [Gauss]
A	Hiperboloide de una hoja	2.45 GHz	875.893
B	Hiperboloide de dos hojas	2.45 GHz	875.893
C	Hiperboloide de una hoja	14.4 GHz	5148.104775

A continuación se muestra las características principales de la primera prueba a la cual se le asigna el sufijo 1.

Tabla 2a.

PARÁMETROS PARA EL MODELAMIENTO DEL CAMPO MAGNÉTICO DE LA TRAMPA TIPO ESPEJO							
Notación Para cada sistema	Amplitud del campo de microondas (KV/cm)	Corriente		Tamaño de la bobina (cantidad de espiras)		Cantidad de partículas elementales por macro- partícula	Radio del espejo
		Gauss	SI	longitud	Radio		
		Statamperes	Amperios				
A1	1.5	2.91×10^{11}	97	500	12	1×10^7	4.6
B1	1.5	1.65×10^{11}	107	500	12	1×10^7	4.6
C1	1.5	2.013×10^{12}	671	500	14	1×10^7	5.848

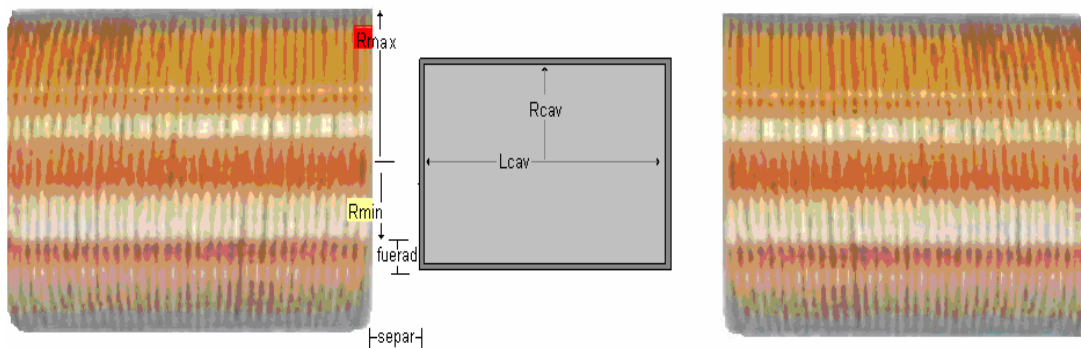
Tabla 2b.

DIMENSIONES PARA LAS BOBINAS Y LA CAVIDAD RESONANTE						
Sistema	Bobinas		Cavidad		Posicionamiento	
	Radio interno (cm) (Rmin)	Radio externo (cm) (Rmin)	Radio (cm) (Rcav)	Longitud (cm) (Lcav)	Separación radial entre la bobina y la cavidad (cm) (fuera)	Separación axial entre la bobina y la cavidad (cm) (separ)
A1	2.0828574	5.6828574	4.0828574	12.8318375	2.0	0.05
B1	2.0828574	5.6828574	4.0828574	12.8318375	2.0	0.05
C1	1.9394831	6.8789662	4.9394831	15.5240898	3.0	0.05

Fuente. El autor

En la figura 13 se presenta el montaje del sistema magnético.

Figura 13. Montaje del sistema de confinamiento magnético.



Con los datos de la tabla 2, se halló el campo magnético de la trampa tipo espejo; las dimensiones de la malla discreta utilizada en los procesos de simulación, para los tres casos anteriores es la siguiente: 45 nodos en el eje de la cavidad y 29 en la parte radial.

6.2 Prueba A1.

Esta con figuración de valores; para esta prueba, logró cumplir 3'711.750 ciclos computacionales, que equivale a 6.06 μ s en tiempo real; este plasma se calienta con un modo TE111 (transversal eléctrico 111) en los cuales se pudo observar lo siguiente:

1. El plasma se calentaba lentamente
2. Después que las partículas lograban concentrar en el plano medio se alcanzaba algo de estabilidad (no se observaba un cambio muy significativo). Siempre y cuando el plasma no elevara más su temperatura. Fig.(14-15).
3. En el estado de equilibrio descrito en el numeral anterior predomina la formación de anillos plásmicos formados por las partículas de mayor energía Fig.(17-18).

Figura 14. YZ distribución electrónica en la cavidad resonante para $-0.5\text{cm} < X < 0.5\text{ cm}$ (Los puntos verdes representan los lugares donde pasa la zona RCE).

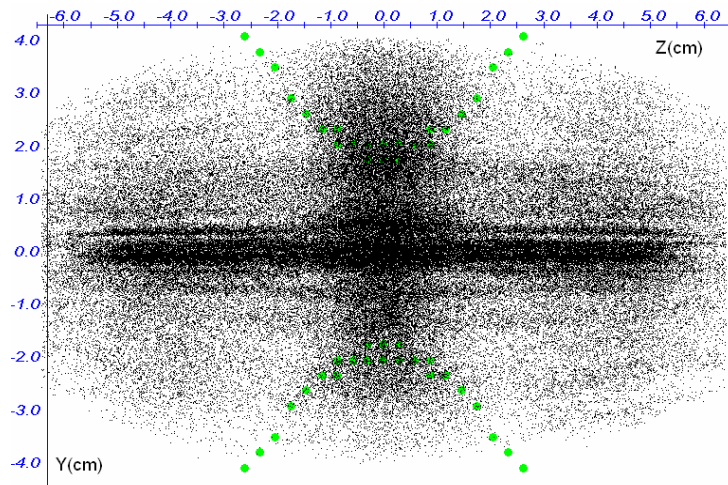
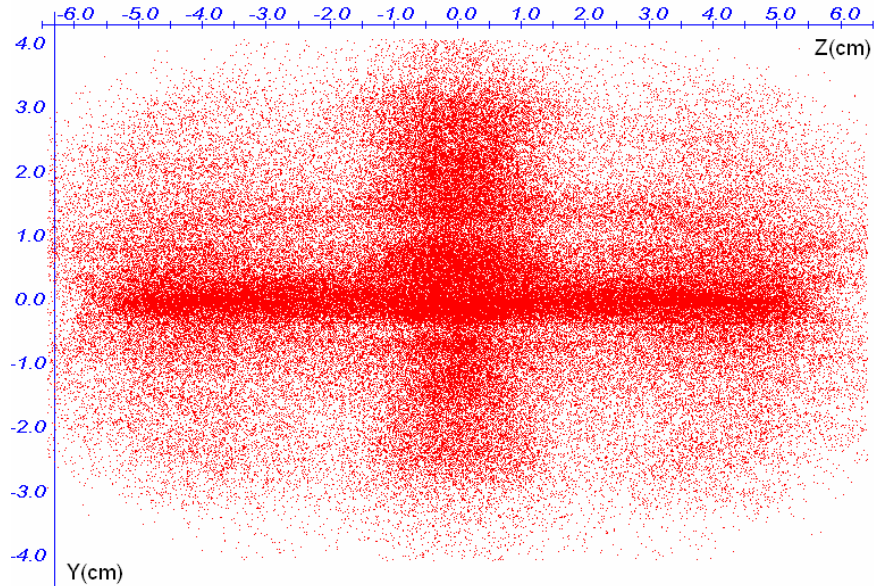


Figura 15. YZ distribución iónica en la cavidad resonante para $-0.5 \text{ cm} < X < 0.5 \text{ cm}$.



De la figuras 14-15 se puede apreciar que el plano medio de la trampa, junto con el eje de simetría de la cavidad se convierten en una zona de acumulación tanto de electrones como iones. Gracias a la localización de partículas cargadas en ambos lados del plano central y a lo largo del eje de la cavidad se crea un campo eléctrico radial (ver figura 16). El efecto conjunto del campo eléctrico radial y el campo magnético de la trampa en el plano medio de la cavidad produce de acuerdo a la ecuación 1.2.3 el movimiento azimutal de deriva de partículas cargadas (alrededor del eje de simetría). De esta forma se puede explicar el mecanismo por el cual las partículas en esta zona giran alrededor del eje de la cavidad ver Fig.(17).

Figura 16. YZ distribución electrónica. Formación del campo eléctrico radial (línea celeste).

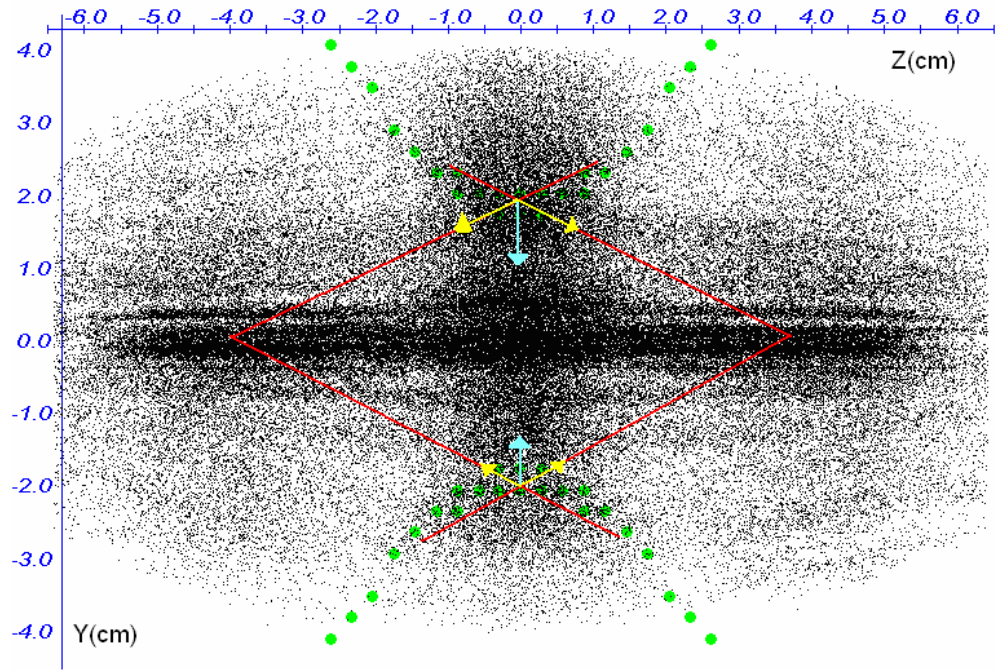


Figura 17 XYZ Segmento de Trayectoria de un electrón en el anillo.

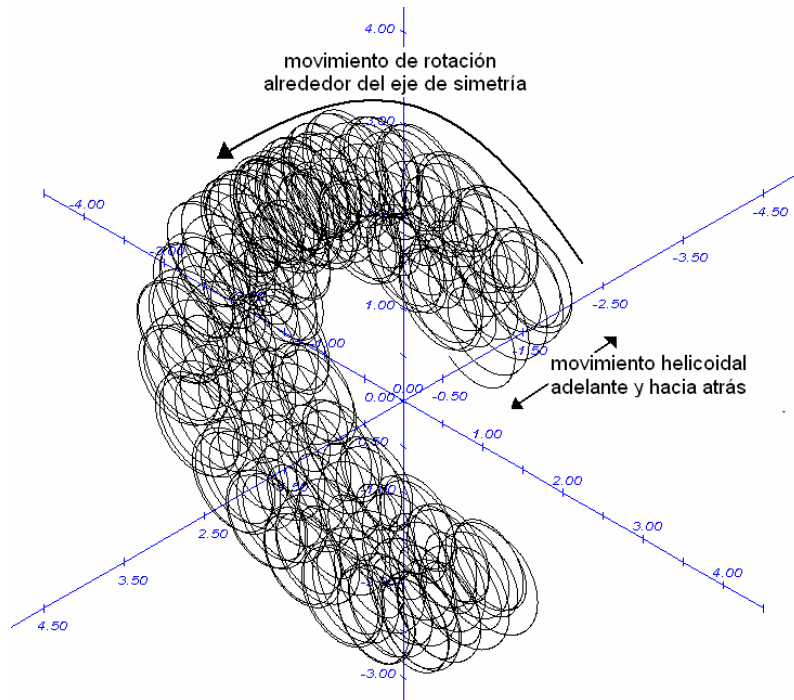
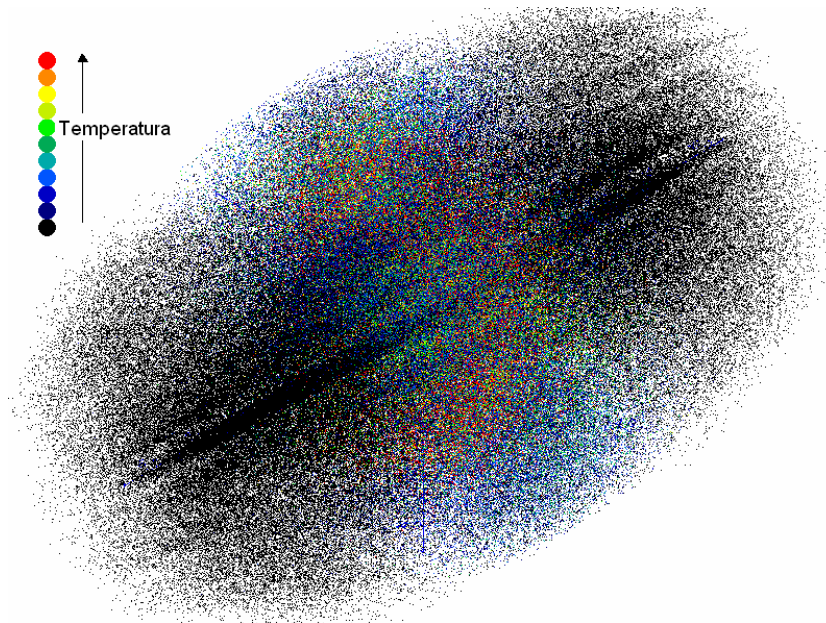
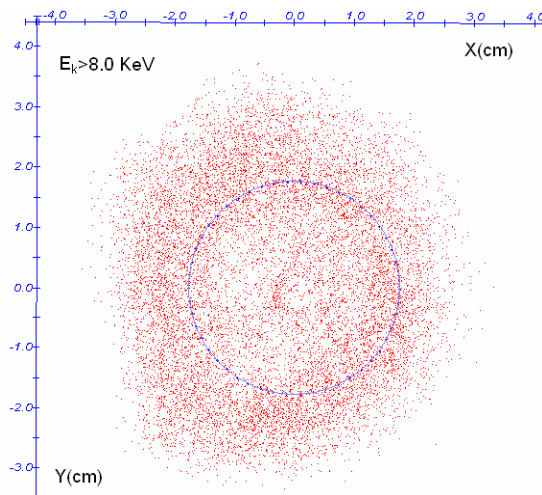


Figura 18 XYZ distribución electrónica por energías en la cavidad resonante



En la figura 18 se puede apreciar, que no solo las partículas más calientes se encuentran el plano central de la cavidad, sino que éstas forman un anillo. Por tanto es necesario observar esta zona más detalladamente y para esto se examina la distribución energética en la sección XY del plano central.

Figura 19. XY sección: distribución electrónica por energías en la cavidad resonante para $-0.5\text{cm} < Z < 0.5\text{cm}$



En las figuras 18-19 podemos apreciar que efectivamente las partículas más calientes forman un anillo en el plano medio transversal y que el radio del mismo corresponde al radio de la zona RCE en el plano medio de la cavidad (que coincide con el radio de la cinturón de hiperboloide de una hoja). Este resultado está hasta el momento de acuerdo con los resultados experimentales.

Lo anterior es un resultado parcial que muestra que en ese punto de la simulación, aproxima satisfactoriamente el comportamiento de un plasma real; sin embargo como ya se ha mencionado, para ese momento el plasma aún no ha alcanzado el estado de equilibrio, puesto que aun está relativamente frío en comparación con las temperaturas alcanzadas en laboratorios.

Para solucionar el problema del calentamiento, se consideraron varias alternativas; una opción era aumentar la amplitud de la onda que calentaba el plasma y la otra era aumentar la energía de las partículas que se fugaban. Con respecto a la primera, el calentamiento mejoró, pero de manera lenta, y con la segunda la diferencia no era significativa, además este último mecanismo es más computacional que físico. Sin embargo al probar otros dos parámetros, los cuales se describen más adelante, se observa que el calentamiento mejora significativamente. El calentamiento es óptimo cuando el campo eléctrico se absorbe con mayor eficacia, el otro es aumentar el número de nodos de la malla, esto hace que el campo sea calculado con mayor precisión; pero involucra mayor tiempo de cálculo.

Para éste sistema en particular se probó aumentando la amplitud de la onda hasta 1.5 keV/cm, sin embargo una vez el plasma empezaba calentarse la distribución espacial no conservaba del todo su forma pues aunque los anillos se destruían, las partículas continuaban acumulándose en el plano medio de la trampa, como se aprecia en la figura 20.

Figura 20 YZ sección: distribución electrónica por energías en la cavidad resonante para $-0.5\text{cm} < Z < 0.5\text{cm}$

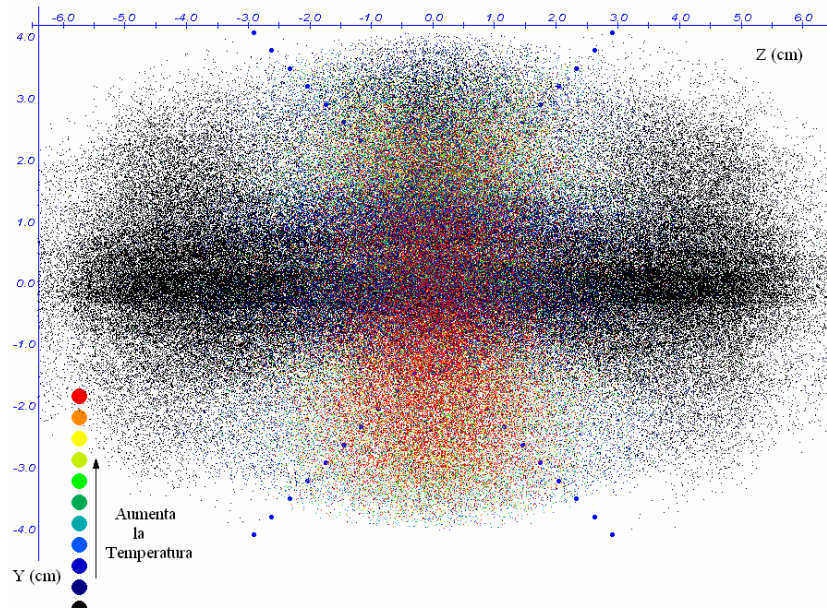
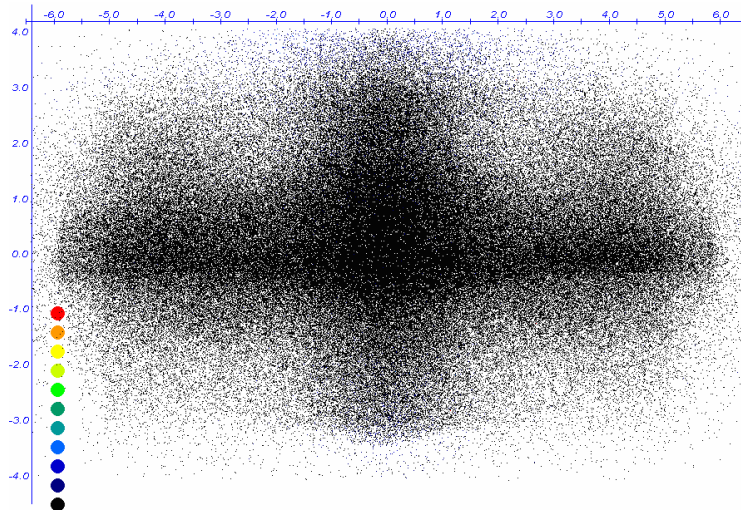


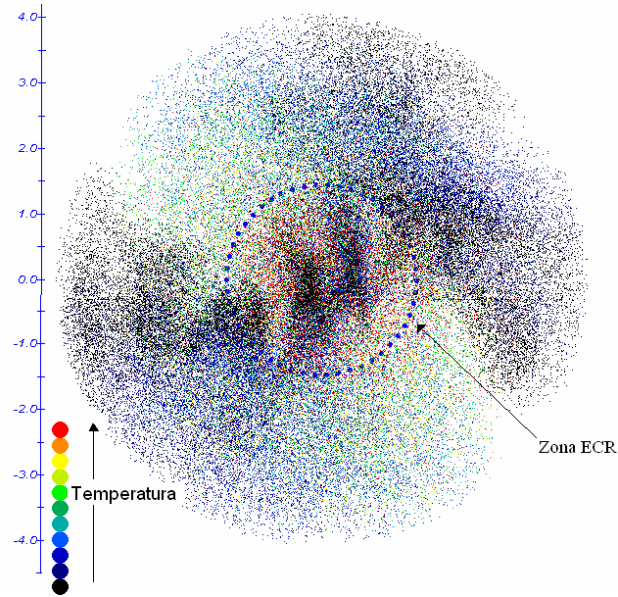
Figura 21 YZ sección: distribución iónica por energías en la cavidad resonante para $-0.5\text{cm} < Z < 0.5\text{cm}$



De las anteriores imágenes se puede apreciar que la distribución no cambia mucho a lo largo del eje z y vemos que en el plano medio de la trampa se

encuentran las partículas con la mayor temperatura. Sin embargo los anillos ya no se forman como se aprecia en la figura 21.

Figura 22 YZ sección: distribución iónica por energías en la cavidad resonante para $-0.5\text{cm} < Z < 0.5\text{cm}$



La anterior imagen muestra que la simetría de anillos se pierde

6.3 Prueba B1.

En esta prueba se logra alcanzar 3'711.750 ciclos de rotación de una partícula (6.06 μs en tiempo real) y fue establecido que la evolución de éste sistema presentó un comportamiento similar al anterior; el modo usado para el calentamiento del plasma también es TE111, aunque el calentamiento era un poco mejor, lo cual se puede explicar por el hecho que la zona de resonancia cubría un área aun mayor. Además por su ubicación puede favorecer el confinamiento, puesto que cualquier partícula que atravesara dicha zona, se frenaba debido a que al pasar la zona de resonancia la energía de rotación puede aumentar lo cual disminuiría la velocidad en el eje z.

A continuación se presenta la distribución energética espacial para iones y electrones.

Figura 23. YZ distribución energética electrónica en la cavidad resonante para $-0.5 \text{ cm} < X < 0.5 \text{ cm}$.

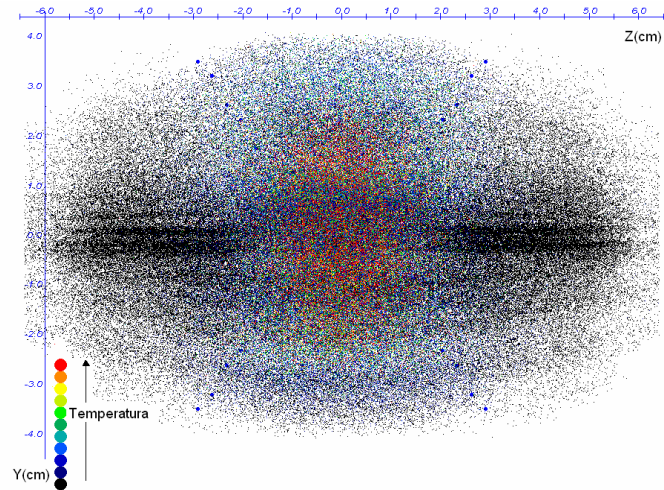
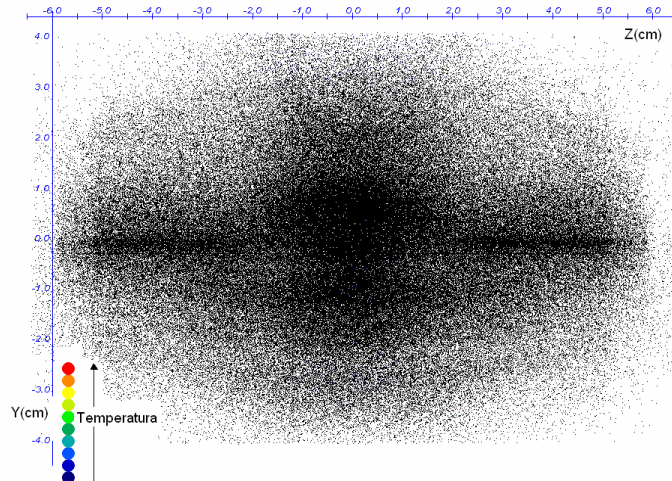


Figura 24. YZ distribución energética iónica, en la cavidad resonante para $-0.5 \text{ cm} < X < 0.5 \text{ cm}$.



Las figuras muestran que existen aún más partículas calientes comparando con la zona RCE de una hoja, puesto que la zona de calentamiento abarca un área mayor. Sin embargo cuando la zona es de una hoja es posible que las partículas puedan alcanzar energías aun mayores.

6.4 Prueba C1.

Para esta prueba el computador cumplió 3'042.000 ciclos elementales que equivale en tiempo real a 0.845 μ s. Para este sistema el modo seleccionado para calentar el plasma es el TE115 puesto que las dimensiones de la cavidad se reducen al aumentar la frecuencia (ver fórmula 3.1.11) y para trabajar con una cavidad de un tamaño similar al caso de 2.45 GH es necesario buscar una raíz de la función de Bessel mayor que la primera, en este caso la quinta. Si bien en esta prueba presentó el problema de lento calentamiento, el plasma mostró ser mucho más estable al aumentar la amplitud de la onda; esto se debe a que la magnitud del campo magnético es mucho mayor y por tanto hace que el confinamiento sea más efectivo.

A continuación se muestra una figura de la distribución espacial de energía.

Figura 25. YZ distribución energética electrónica para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.5 \text{ cm}$.

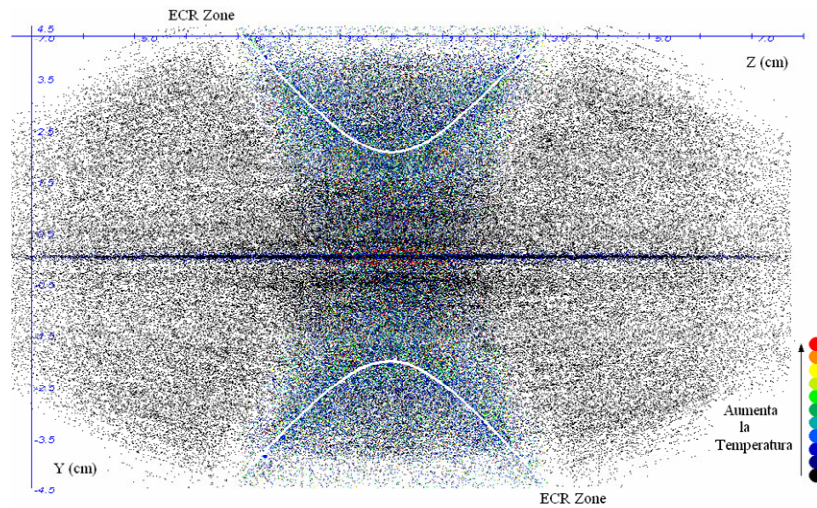
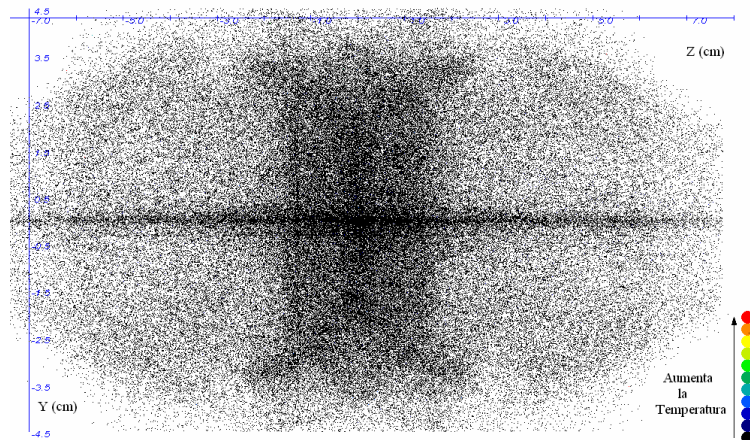
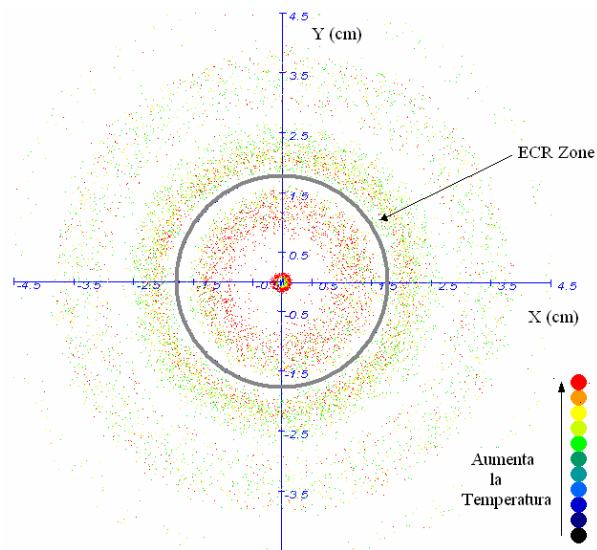


Figura 26. YZ distribución energética iónica, en la cavidad resonante para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.5 \text{ cm}$.



De las graficas 25 y 26 se puede observar que las partículas se encuentran un poco más ordenadas (su arreglo es más simétrico) esto se debe a que el campo magnético de resonancia es casi seis veces el valor del caso para el caso de 2.45 mostrar la distribución espacial de energía en el plano medio GH. Para finalizar esta corta exposición de resultados de simulación se va a mostrar la distribución espacial de energía en el plano medio transversal.

Figura 27. XY distribución energética electrónica, en la cavidad resonante para $-0.5 \text{ cm} < Z < 0.5 \text{ cm}$



La figura 27 muestra como la distribución energética conserva la simetría predominando la formación de anillos plásmicos, sin embargo se observa que existen varios anillos con diferentes radios esto puede tener relación con el hecho que el campo eléctrico radial posee varias raíces es decir la amplitud disminuye y aumenta radialmente.

6.5 Observaciones

A partir de los resultados y observaciones anteriores se pone de manifiesto la necesidad de cambios con el objetivo de corregir las deficiencias en las pruebas anteriores, las cuales básicamente son la pobre absorción de energía y la pérdida de simetría.

Como se observa, la absorción de energía aumenta cuando lo hace el número de partículas elementales por macro partícula (es decir: la densidad del plasma), pero esto desfavorece el cálculo del campo eléctrico auto generado, lo cual contribuye a la pérdida de simetría; para resolver este último inconveniente y contribuir a mejorar la distribución espacial del plasma que se observa en resultados experimentales, se adiciona el campo magnético auto generado debido a que el anillo plásmico puede generar corrientes que afectan el campo magnético a su alrededor.

Para hacer más denso el plasma sin necesidad de incrementar el número de partículas elementales, se decide aumentar el número de macro partículas lo cual a su vez mejora el cálculo de los campos auto generados e inclusive permite aumentar el número de celdas, el único inconveniente es el costo computacional pues implica mayor tiempo de cálculo. Sin embargo para compensar el hecho que el tiempo de máquina aumente se puede acrecentar la amplitud del campo eléctrico para lograr que el plasma se caliente un poco más rápido y de esta forma necesitar menos ciclos computacionales. Además de ésta última medida también se hace una revisión del algoritmo para optimizarlo.

CAPÍTULO 7. RESULTADOS COMPUTACIONALES

Tomando en cuenta las observaciones anteriores y luego de haber probado varias configuraciones de campo, buscando un equilibrio entre costo computacional y mejoramiento en la forma de calcular resultados. En este sentido se presenta a continuación la configuración final elegida en este trabajo.

Tabla 3a.

PARÁMETROS PARA EL MODELAMIENTO DEL CAMPO MAGNÉTICO DE LA TRAMPA TIPO ESPEJO							
Notación Para cada sistema	Amplitud del campo de microondas (KV/cm)	Corriente		Tamaño de la bobina (cantidad de espiras)		Cantidad de partículas elementales por macro-partícula	Radio del espejo
		Gauss	SI	longitud	Radio		
		Statamperes	Amperios				
A2	3.5	9.18×10^{11}	306	50	5	4.638×10^5	5.55
B2	3.5	7.2×10^{11}	240	50	5	1.082×10^6	5.55
C2	7.4	2.7×10^{12}	900	30	9	8.035×10^5	4.6

Tabla 3b.

DIMENSIONES PARA LAS BOBINAS Y LA CAVIDAD RESONANTE						
Sistema	Bobinas		Cavidad		Posicionamiento	
	Radio interno (cm) (Rmin)	Radio externo (cm) (Rmin)	Radio (cm) (Rcav)	Longitud (cm) (Lcav)	Separación radial entre la bobina y la cavidad (cm) (fuera)	Separación axial entre la bobina y la cavidad (cm) (separ)
A1	2.48	3.98	4.48	10.21	2.0	0.5
B1	2.48	3.98	4.48	10.21	2.0	0.5
C1	2.66	5.36	4.66	10.61	2.0	0.5

Fuente: el autor.

7.1 Prueba A2

Esta prueba logró cumplir 153100 ciclos elementales que corresponden en tiempo real a $0.25 \mu\text{s}$. Inicialmente se tomo una distribución homogénea donde la velocidad inicial de todas las partículas era nula. Para describir la evolución del plasma empezaremos con mostrar una serie de resultados que nos dan una idea del estado del plasma en éste momento así como una serie de gráficos para mostrar la evolución del mismo.

7.1.1 Distribuciones Espaciales Electrónicas

Para darse una idea de la distribución espacial electrónica se muestran gráficos con diferentes vistas del plasma.

Figura 28. YZ distribución espacial electrónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.

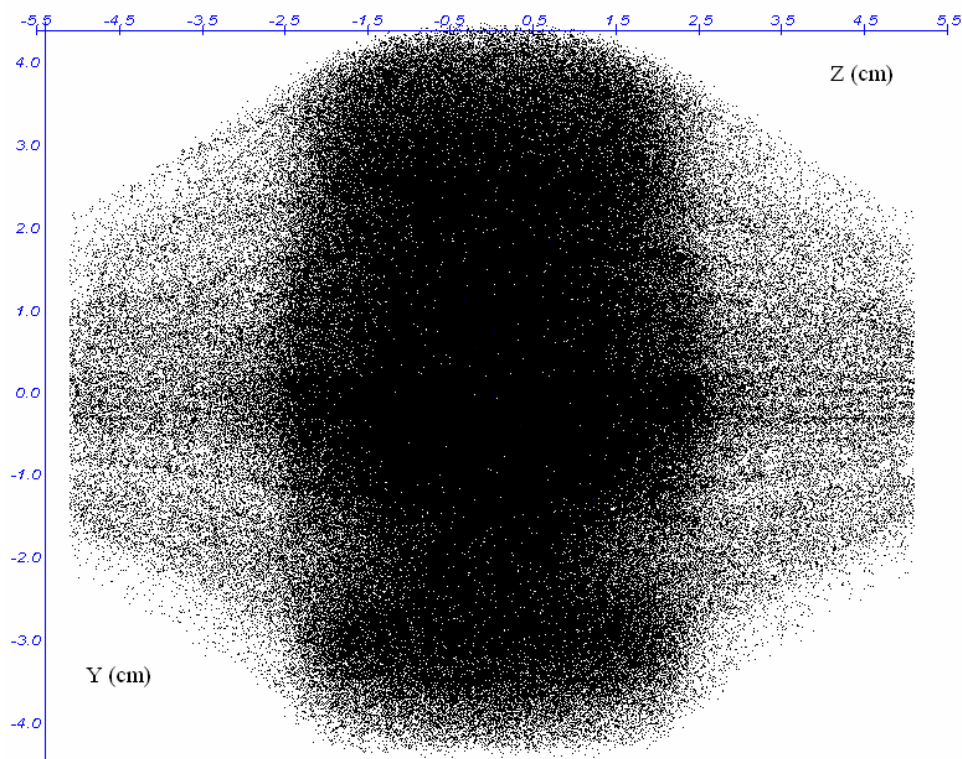
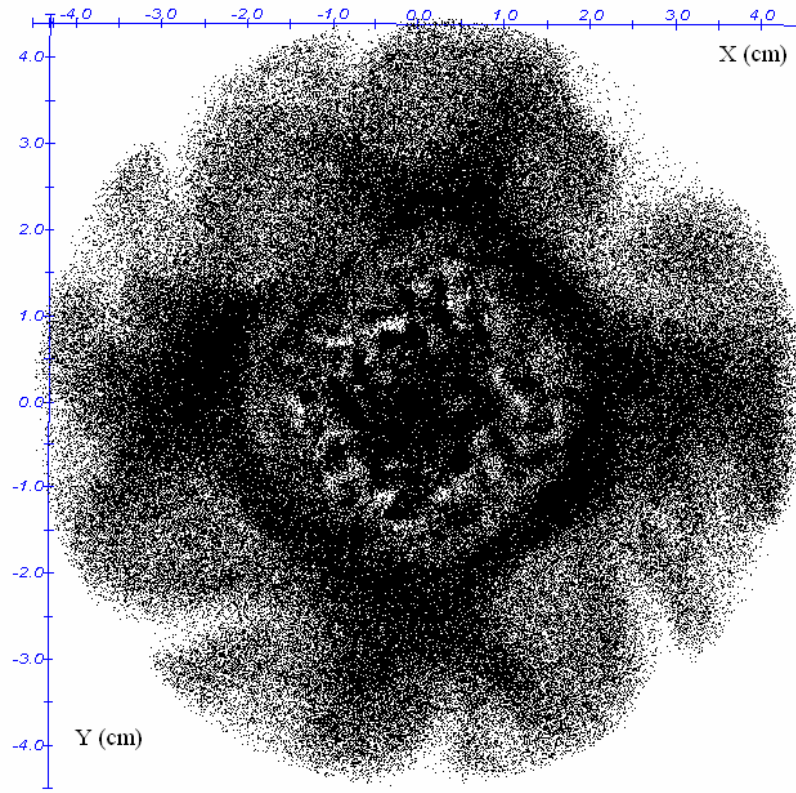


Figura 29. XY distribución electrónica, para $-0.1 \text{ cm} < Z < 0.9 \text{ cm}$.



De acuerdo a nuestros resultados se puede observar que el plano medio de la trampa es una región de acumulación (ver Fig. 32) y que alrededor del eje de la cavidad se forman figuras semejantes a un anillo (ver Fig. 32).

7.1.2 Distribuciones energéticas espaciales de electrones.

Ahora se procede a mostrar de qué forma se distribuyen las partículas tomando en cuenta su energía cinética para observar donde se encuentran las zonas más calientes, para ello se usa una escala energética que es visible con colores.

Figura 30. XYZ distribución electrónica por energías, para $-0.2 \text{ cm} < Z < 5.4 \text{ cm}$.

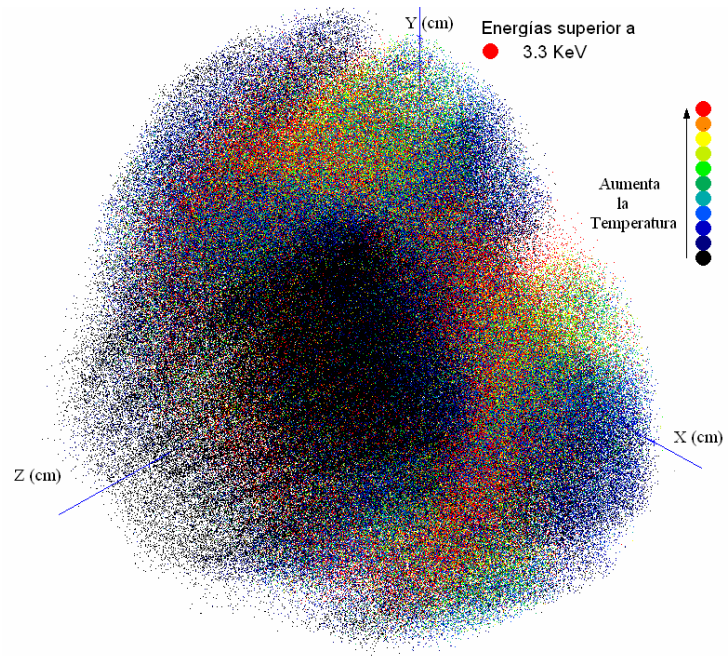


Figura 31. XY distribución electrónica por energías, para $-0.1 \text{ cm} < Z < 0.9 \text{ cm}$.

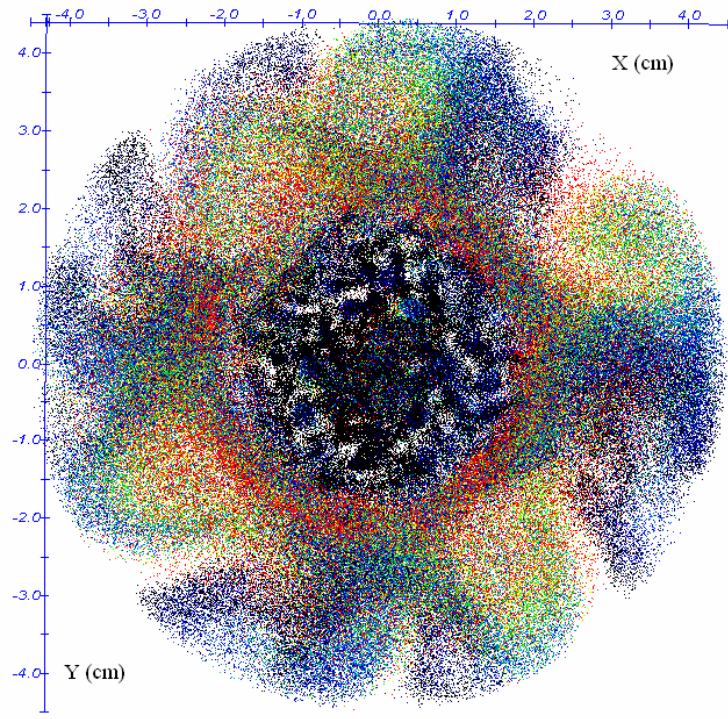


Figura 32. YZ distribución electrónica por energías, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.

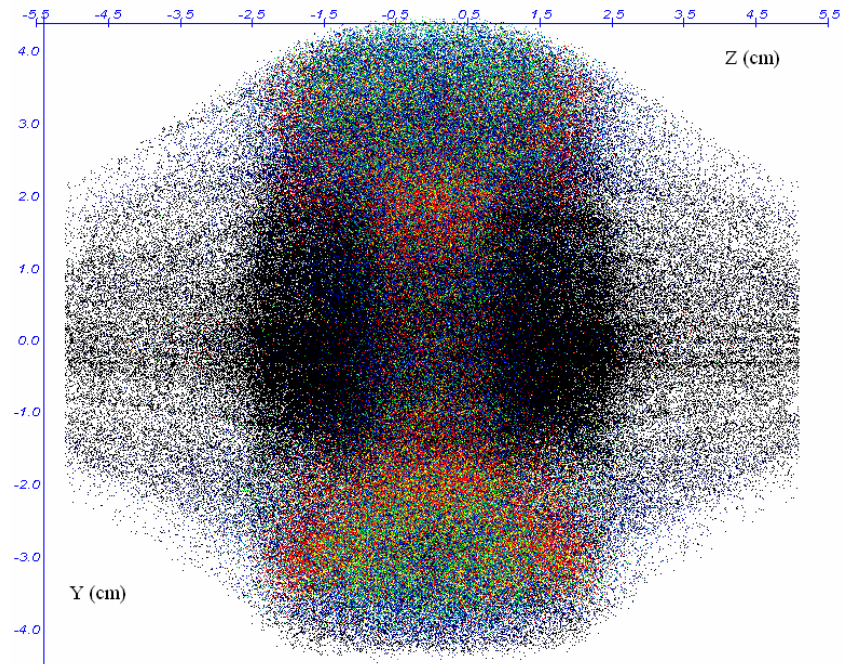


Figura 33. XY distribución electrónica de las partículas más calientes, para $-0.1 \text{ cm} < Z < 0.9 \text{ cm}$.

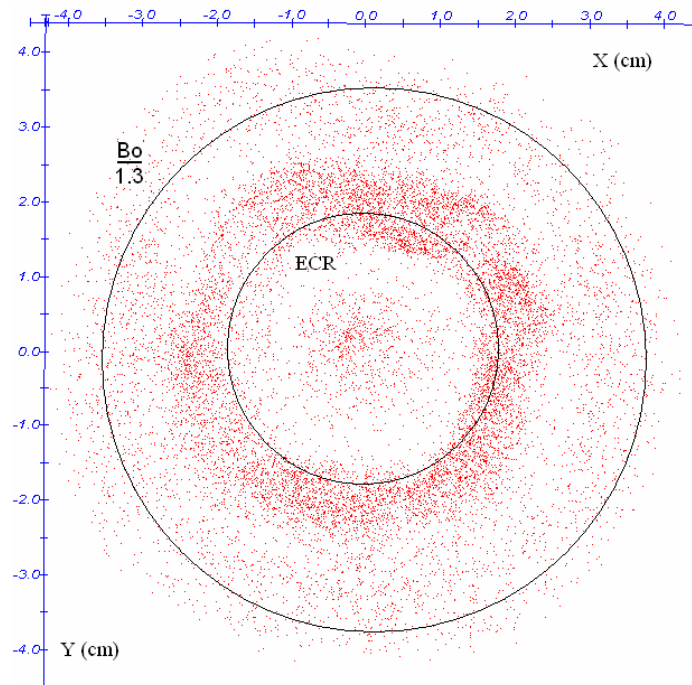
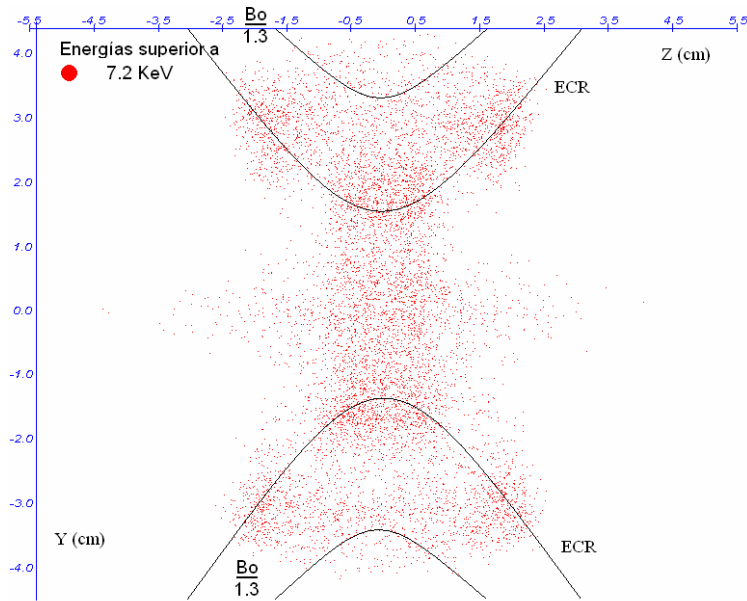


Figura 34. YZ distribución electrónica de las partículas más calientes, para $0.1\text{cm} < X < 4.9\text{ cm}$.



De las graficas anteriores se puede observar que los electrones más calientes se encuentran en el plano medio de la cavidad (Fig. 30, Fig. 32 y Fig. 34) y que éstos se acumulan en tres zonas principales dos de ellas forman anillos y la tercera en el centro de la cavidad (Fig. 30, Fig. 31 y Fig. 33). Estos resultados son importantes puesto que una de las zonas de acumulación es justamente la zona RCE, lo cual está de acuerdo con los resultados experimentales (ver capítulo IV). Es importante notar que otra zona de calentamiento se observa cuando el campo magnético posee un valor de 0.77 veces el valor del campo magnético de resonancia ciclotrónica fundamental ($B_0 / 1.3$). Esta zona que se encuentra en una región de campo magnético menor que corresponde a la resonancia híbrida. También se puede observar que este anillo que se forma es más inestable como se puede observar de las figuras 31, 30 y 33 lo cual se puede interpretar como un proceso transitorio puesto que el tamaño de la cavidad resonante es tal que el primer sub-armónico no se encuentra dentro del volumen de cavidad.

7.1.3 Distribuciones Espaciales Iónicas.

En las siguientes figuras se muestran las distribuciones de los iones en el espacio de la trampa que evidencian que la distribución de los iones sigue la de los electrones.

Figura 35. YZ distribución iónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$

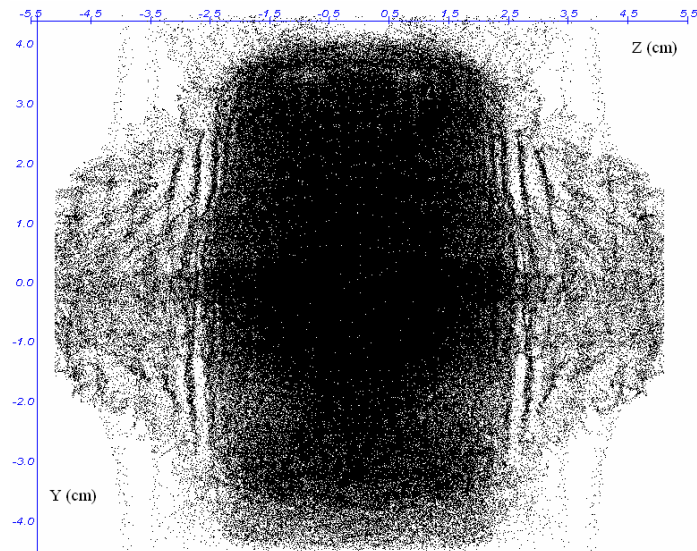
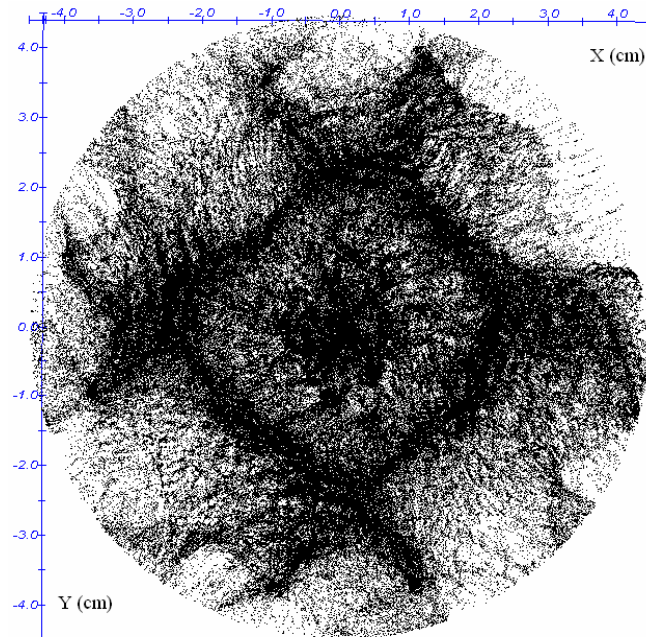


Figura 36. XY distribución iónica, para $-0.1 \text{ cm} < Z < 0.9 \text{ cm}$.



7.1.4 Distribuciones energéticas espaciales iónicas.

Figura 37. XYZ distribución iónica por energías, para $-0.2 \text{ cm} < Z < 5.4 \text{ cm}$ y $-0.1 \text{ cm} < X < 4.5 \text{ cm}$

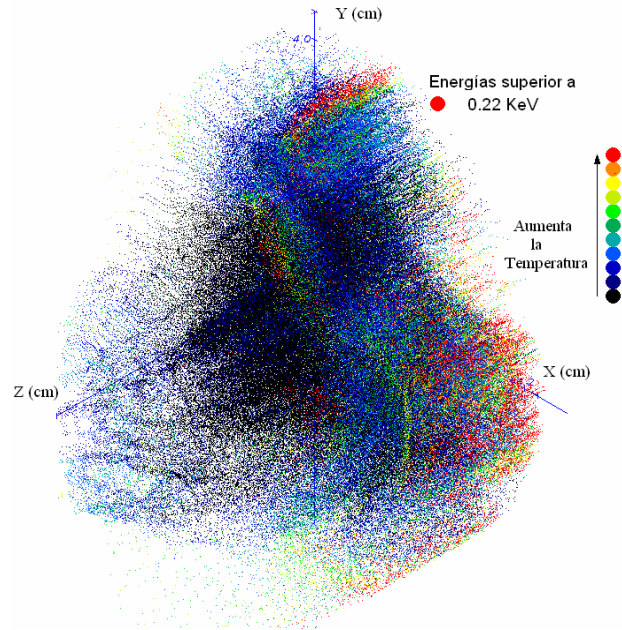


Figura 38. XY distribución iónica por energías, para $-0.1 \text{ cm} < Z < 0.9 \text{ cm}$.

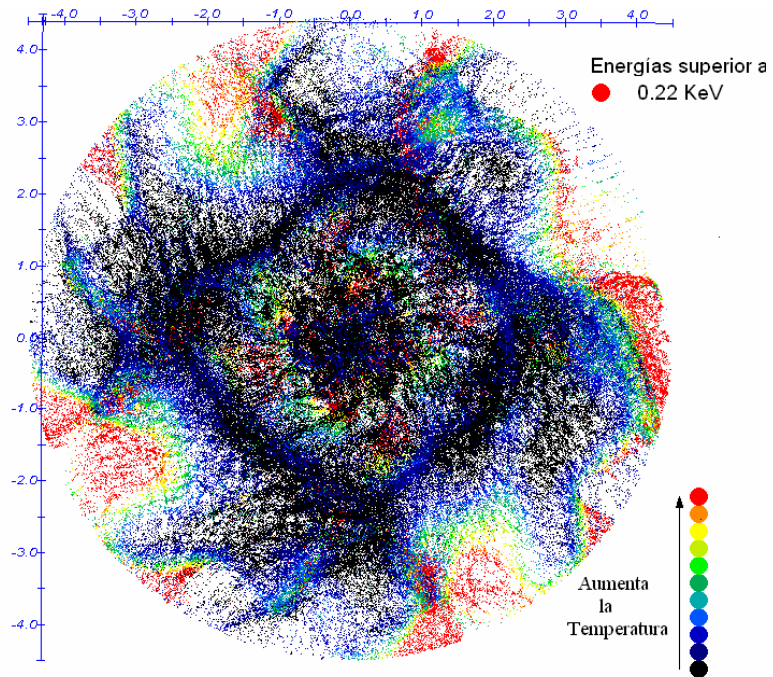
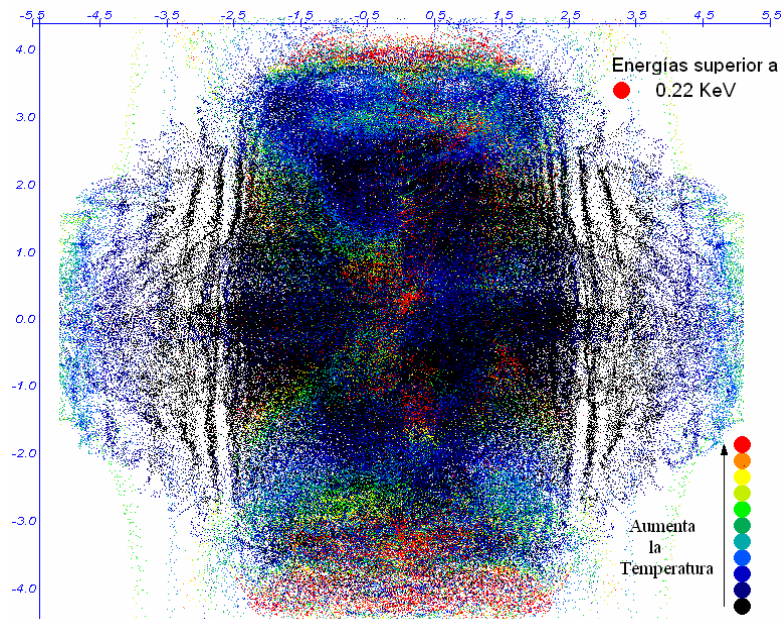


Figura 39. YZ distribución iónica por energías, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.



De las graficas anteriores se puede observar que los iones se encuentran fríos en relación con los electrones y que su distribución por energías no presenta la misma simetría que la de los electrones, esto se debe a que la fuerza magnética sobre estos es más débil debido a que su velocidad no es muy alta ya que su masa es mucho mayor.

7.1.5 Trayectorias electrónicas.

Los electrones están sometidos a un campo magnético, campo de microondas y campo eléctrico auto generado y que además se encuentran dentro de un plasma tienen trayectorias que es imposible encontrar por métodos analíticos. Un par de partículas muy próximas pueden tener trayectorias muy distintas. El único modo que permite encontrar las trayectorias es simulaciones del plasma, en el cual se escogen algunas, "partículas marcadas" para observar su trayectoria. La visualización de las trayectorias electrónicas ayuda comprender mejor el mecanismo de calentamiento del plasma en condiciones de resonancia RCE.

En las siguientes figuras se muestran varios tipos trayectorias de los electrones en el espacio de la trampa. Se observa que las partículas que conforman los anillos quedan atrapadas dentro de la zona de resonancia formando helicoides entre los límites de la misma (Figs. 40-47) y que el centro de éste puede girar alrededor del eje de simetría y además pueden pasar de la zona de acumulación RCE fundamental a la zona secundaria ($B_0/1.3$) (fig. 41, 45 y 47).

Figura 40. XYZ trayectoria 1.

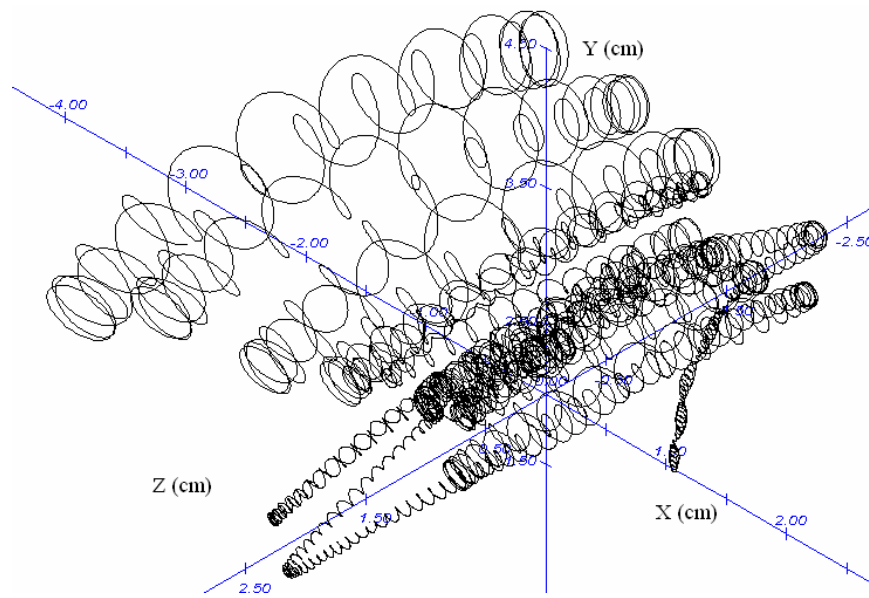


Figura 41. XY trayectoria 1

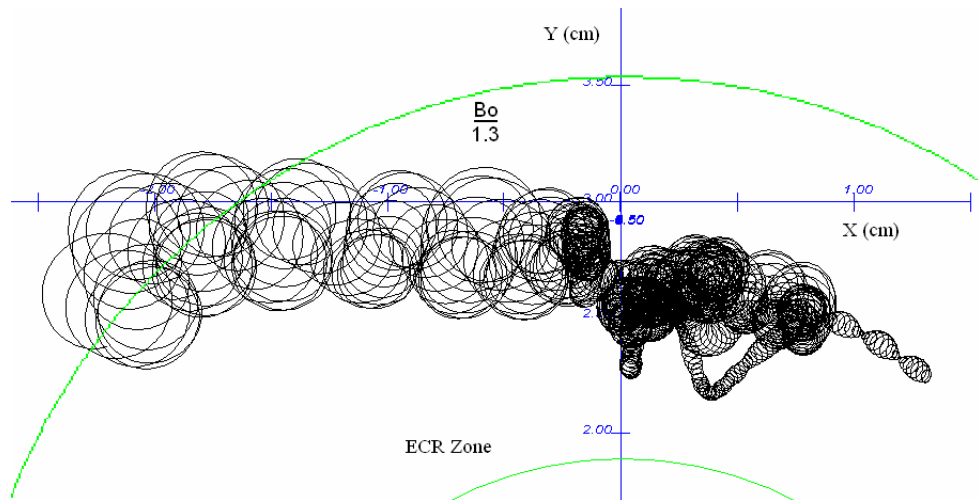


Figura 42. XYZ trayectoria 2

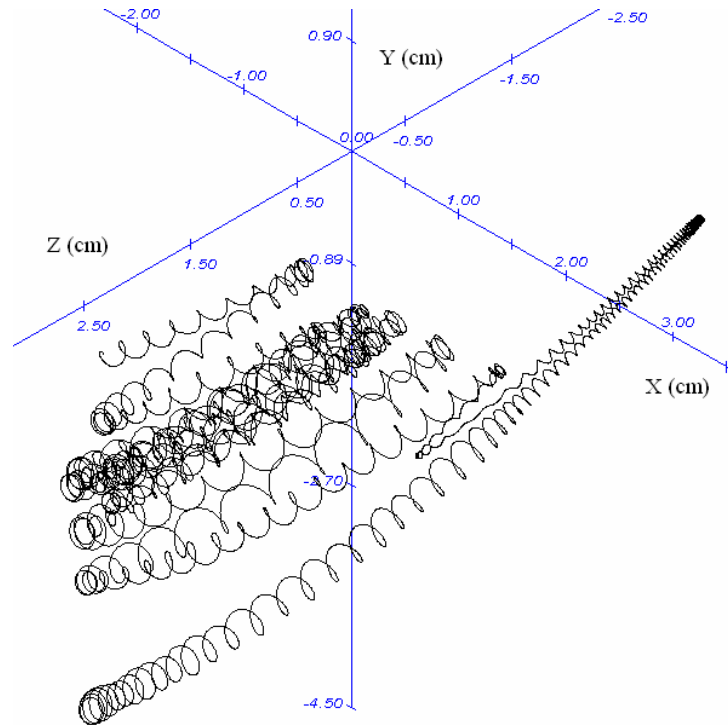


Figura 43. XY trayectoria 2

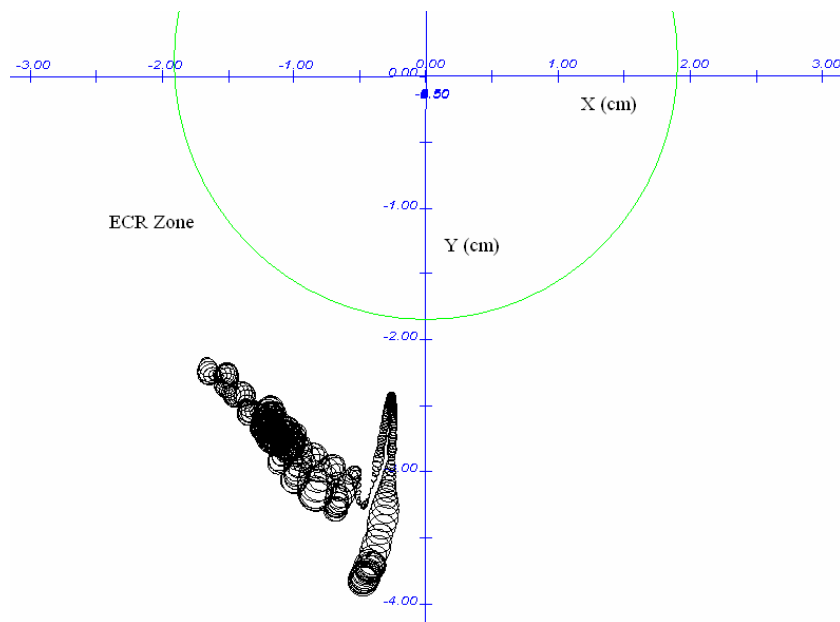


Figura 44. XYZ trayectoria 3

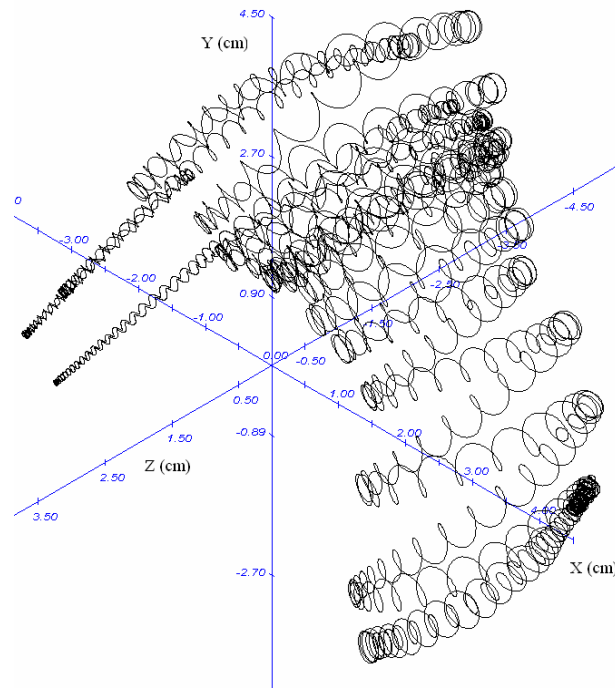


Figura 45. XY trayectoria 3

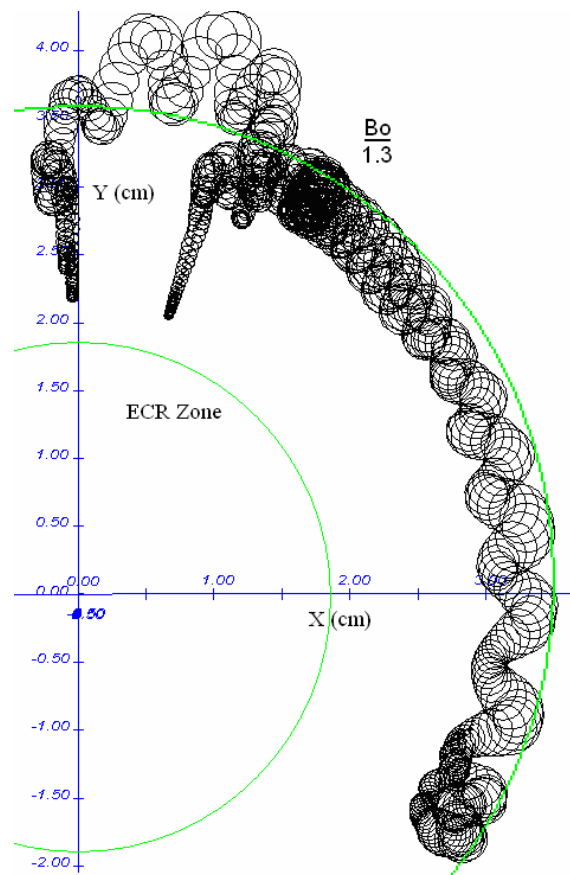


Figura 46. XYZ trayectoria 4

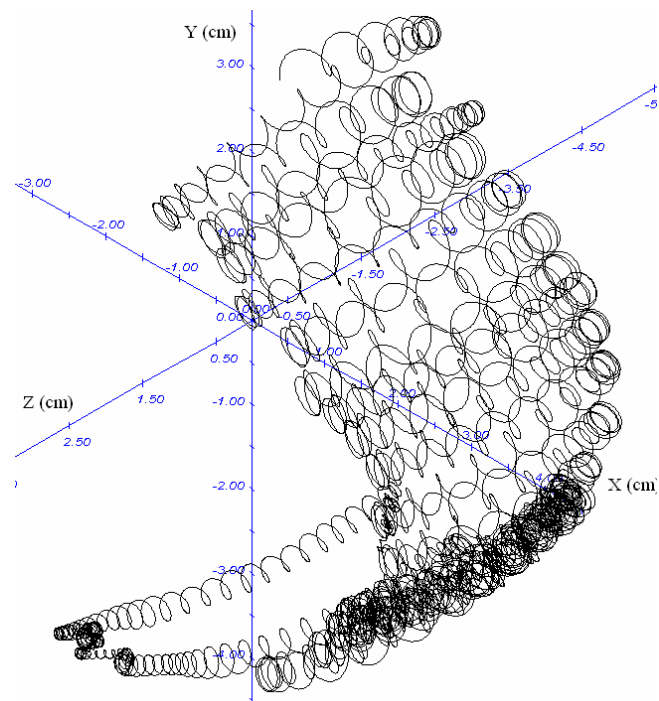
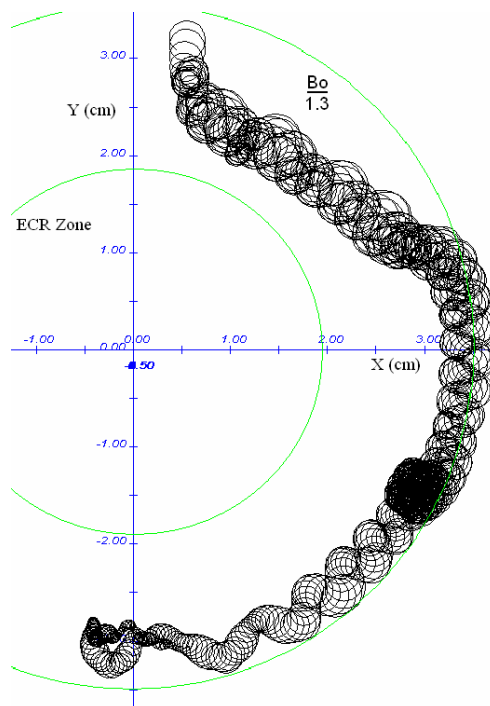


Figura 47. XY trayectoria 4



7.1.6 Relación entre el grado de calentamiento y magnitud del campo magnético.

Gracias al acceso a la información que se puede tener en un plasma simulado, se muestra también la forma como cambia la energía de los electrones a medida que se pasa a diferentes regiones de magnitud de campo a lo largo de sus trayectorias.

Figura 48. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 1 (primera parte).

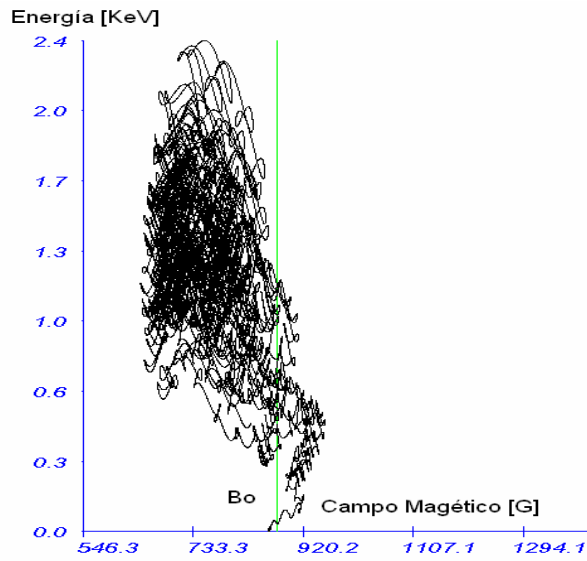


Figura 49. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 1 (segunda parte)

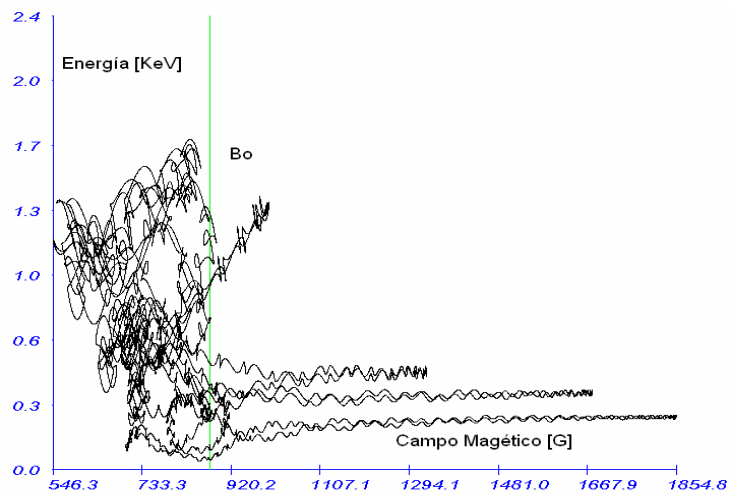


Figura 50. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 2.

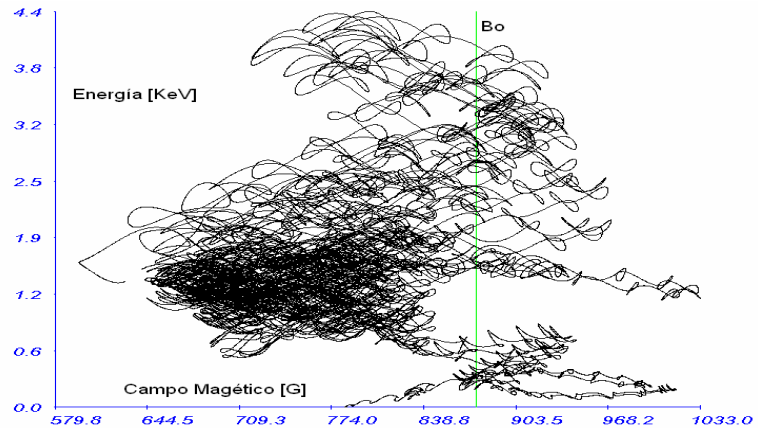


Figura 51. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 3.

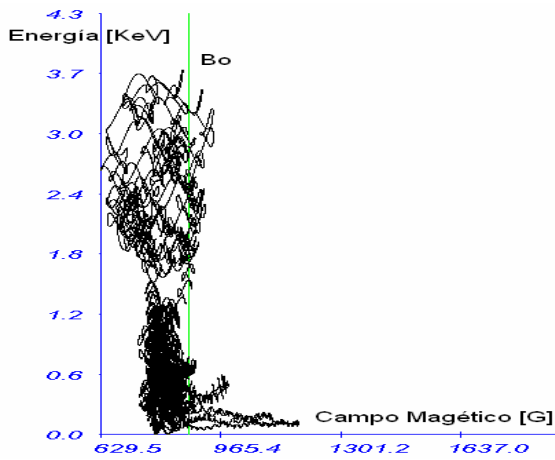
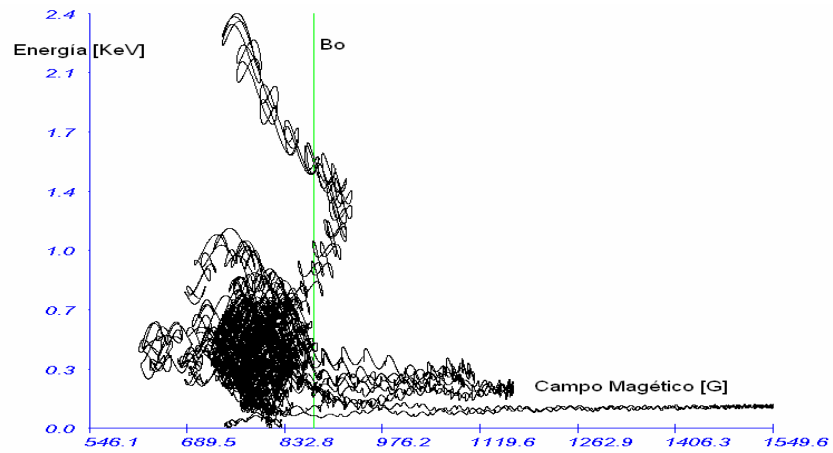


Figura 52. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 4



Las figuras 48-52 muestran que la energía de los electrones aumenta cuando ellos se acercan a la zona RCE y se encuentran atrapados en la región del campo magnético menor del campo de la resonancia exacta, es decir en la zona central limitada por la superficie RCE. Las oscilaciones en energías son debido a desfases entre el vector de la velocidad y el campo de microondas.

7.1.7 Campo eléctrico auto generado.

En un plasma la estructura de las distribuciones espaciales de electrones e iones normalmente no coinciden y esta situación provoca que aparezcan campos electrostáticos que influyen fuertemente al movimiento de partículas cargadas y por ende al comportamiento del plasma. Las distribuciones del campo eléctrico se encuentran como solución de la ecuación de Poisson en cada paso del tiempo. Los campos vectoriales se muestran en las figuras siguientes.

Figura 53. XY Campo Eléctrico Auto generado en el plano medio, el círculo representa la zona RCE.

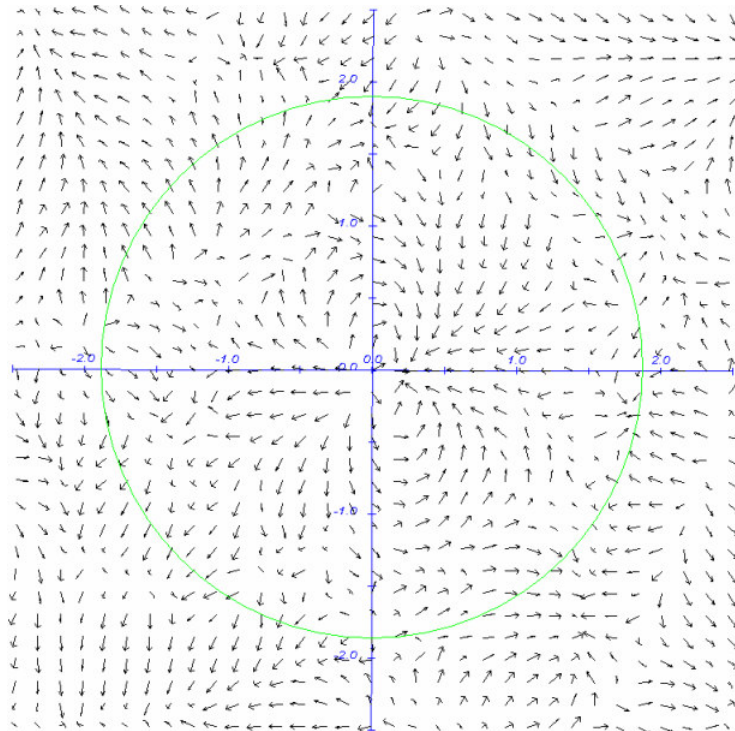
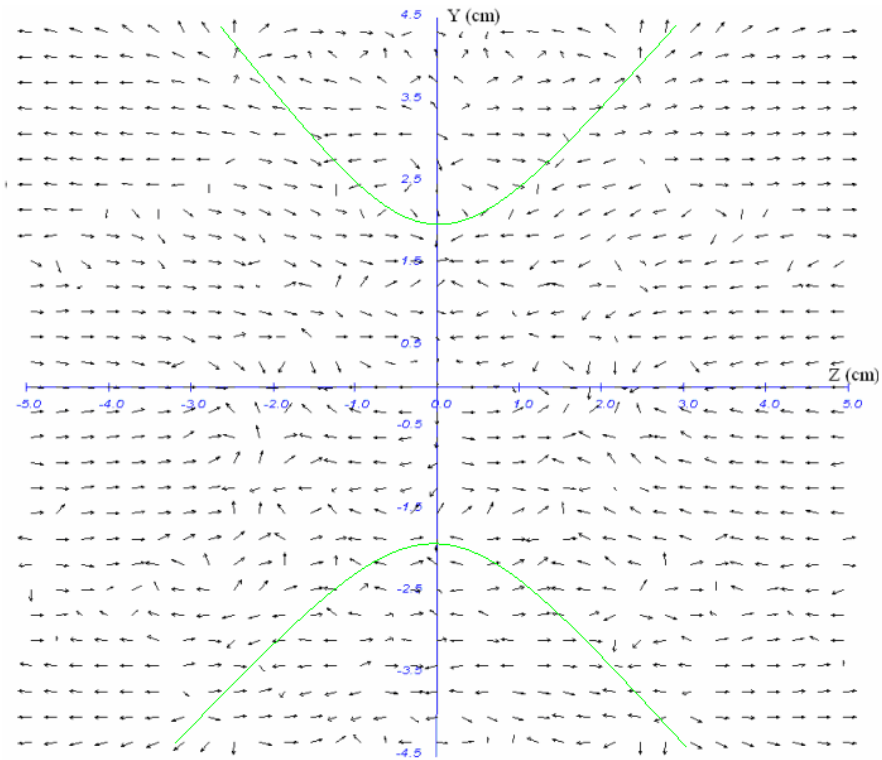


Figura 54. YZ Campo Eléctrico Auto generado (plano X=0) la curva representa la zona RCE.



De los resultados mostrados en las figuras 53 y 54 se puede ver que el campo auto generado es ordenado, tiene una estructura que se puede enlazar con los anillos plásmicos. La figura 53 muestra que la distribución azimutal de los electrones en el radio de 1.8 cm que corresponde a la sección transversal de la superficie RCE en el plano medio de la trampa no es homogénea. En la sección longitudinal YZ (ver Fig. 54) se puede ver que las líneas de fuerza convergen en los puntos donde el anillo atraviesa el plano YZ pero es necesario notar que este efecto no es pronunciado bien y el anillo todavía está en el estado de formación. De todos modos el hecho que las líneas de fuerza converjan al punto de la intersección el anillo con el plano YZ evidencia que en el anillo la densidad de electrones prevalece frente a la iones.

7.1.8 Secuencia de formación del plasma.

A continuación mostramos la evolución del plasma desde su distribución inicial homogénea con velocidad inicial cero hasta su estado actual a través de una serie de gráficos, donde los puntos de color rojo representan a los iones mientras que los negros a los electrones.

Figura 55. Vistas YZ secuenciales de la distribución espacial de un plasma.

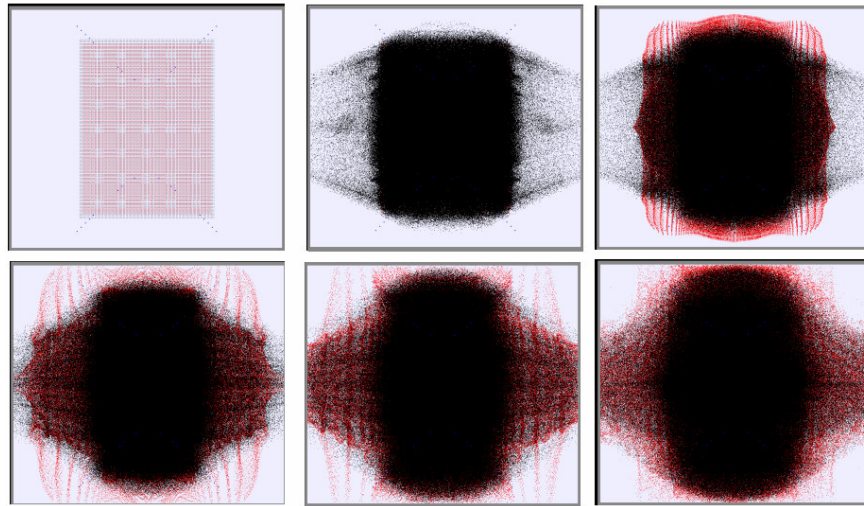
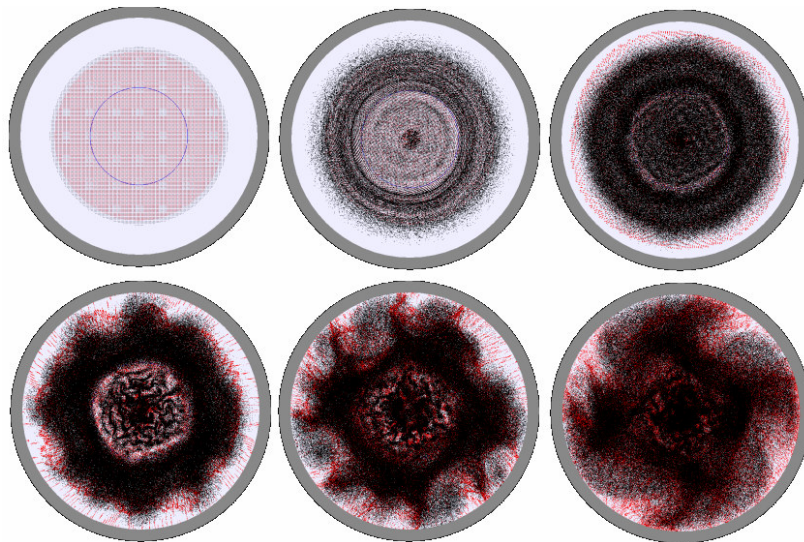


Figura 56. Vistas XY del plano medio, secuenciales de la distribución espacial de un plasma.



En las gráficas 55-56 se puede apreciar que los electrones son los primeros en organizarse y luego gracias a un proceso ambipolar los iones tratan de seguir a los electrones; esto quiere decir que la primeras partículas en fugarse de la trampa son principalmente electrones y luego la situación se revierte y son los iones quienes golpean la paredes de la cavidad; pero luego se alcanza un estado de equilibrio donde al parecer tanto iones como electrones pueden escapar con frecuencias similares.

7.2 Prueba B2.

Esta prueba logró cumplir 94922 ciclos elementales que corresponden en tiempo real a 0.155 μ s. Inicialmente se tomó una distribución homogénea donde la velocidad inicial de todas las partículas era nula. Para describir la evolución del plasma empezaremos con mostrar una serie de resultados que nos dan una idea del estado del plasma en éste momento así como una serie de gráficos para mostrar la evolución del mismo.

7.2.1 Distribución espacial electrónica.

La figura 58 muestra la distribución de los electrones para el caso cuando la superficie RCE tiene la forma de hiperboloide de una hoja. La distribución se toma para una capa longitudinal YZ central de grosor 4.6cm.

Figura 57. YZ distribución espacial electrónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.5 \text{ cm}$.

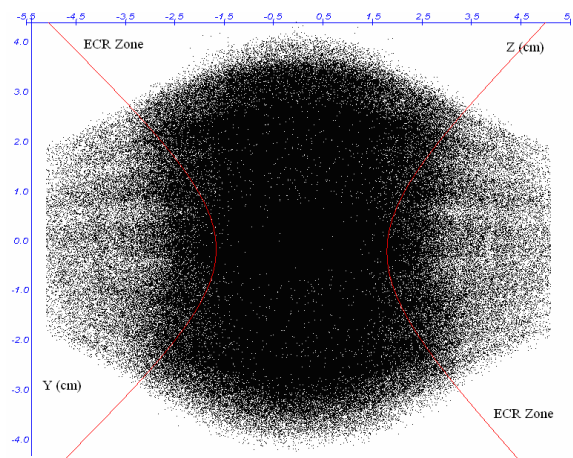
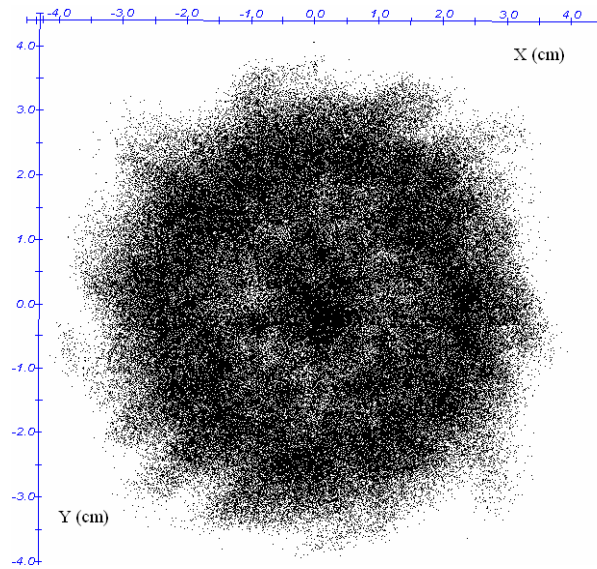
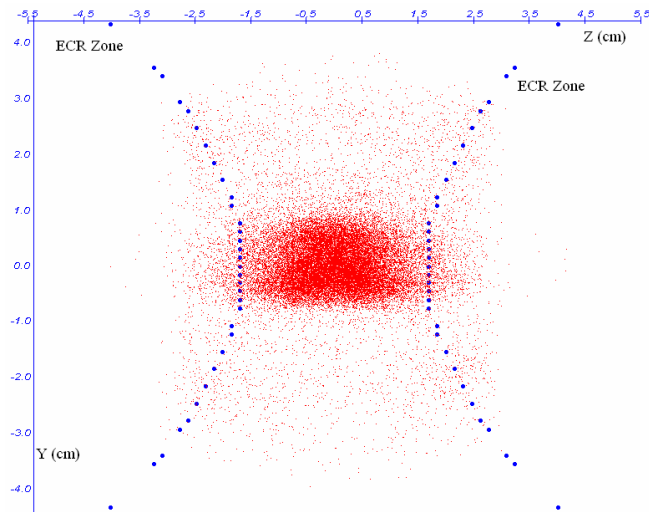


Figura 58. XY distribución electrónica, para $0.5 \text{ cm} < Z < 4.5 \text{ cm}$.



Como podemos ver la zona alrededor de la zona central de la cavidad es una región de acumulación del plasma. El ancho de esta zona es de alrededor de 5 cm, y se puede decir que la frontera de la misma es su zona RCE (Fig. 57). Esto se debe a que en la zona RCE la componente energía perpendicular promedia crece, también aumenta el momento magnético de los electrones que resulta que la fuerza diamagnética empuja estas partículas al centro de la trampa. La estructura radial se muestra en la figura 58. La forma semejante a un anillo se explica por lo que en el número de las partículas correspondientes a mayor radio prevalece el número de las partículas correspondientes a menor radio. En el centro de la trampa se acumulan los electrones de energía máxima entre otros y su presión resulta menor número de los electrones en la zona central (ver la figura 59). A partir de estos razonamientos podemos afirmar que en el caso de los hiperboloides de dos hojas los anillos no se forman.

Figura 59. YZ distribución electrónica de las partículas más calientes, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.



En la grafica 59 se muestran los electrones cuya energía supera los 2.2 keV que son más calientes lo cual está de acuerdo con los resultados experimentales (ver el capítulo IV).

7.2.2. Distribución Espacial de Iones.

En condiciones RCE se aceleran los electrones y debido a su movilidad muy alta los electrones se distribuyen en el espacio según la configuración del campo magnético y el campo auto generado. Lo que refiere a los iones, los iones tienen sensibilidad referente al campo magnético mucho menor que los electrones y la fuerza principal que afecta movimiento de los iones es el campo espacial electrostático producido por los electrones. Entonces, los iones tratan seguir la distribución de los electrones pero no lo pueden hacer tan rápidamente pues sus energías difieren mucho por insensibilidad a las microondas de frecuencias altas. La distribución de los iones se puede ver en la figura 60 (el plano YZ) y en la figura 61 (el plano XY).

Figura 60. YZ distribución iónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.

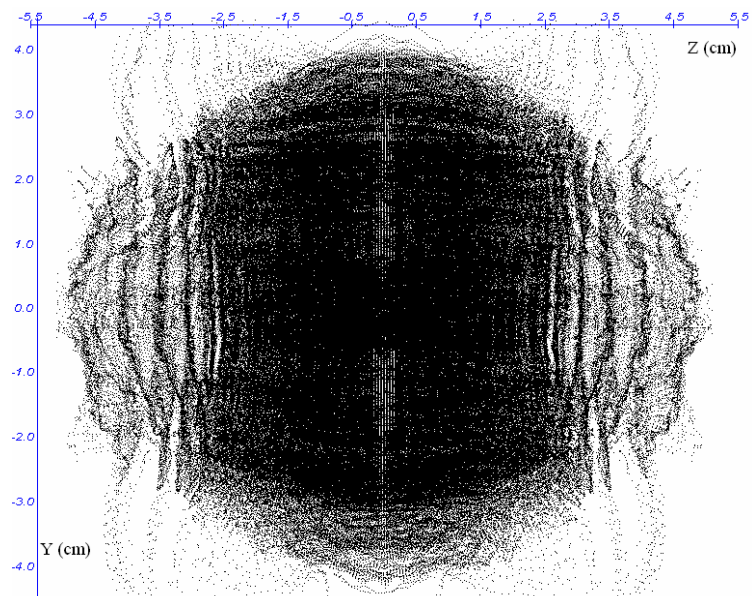
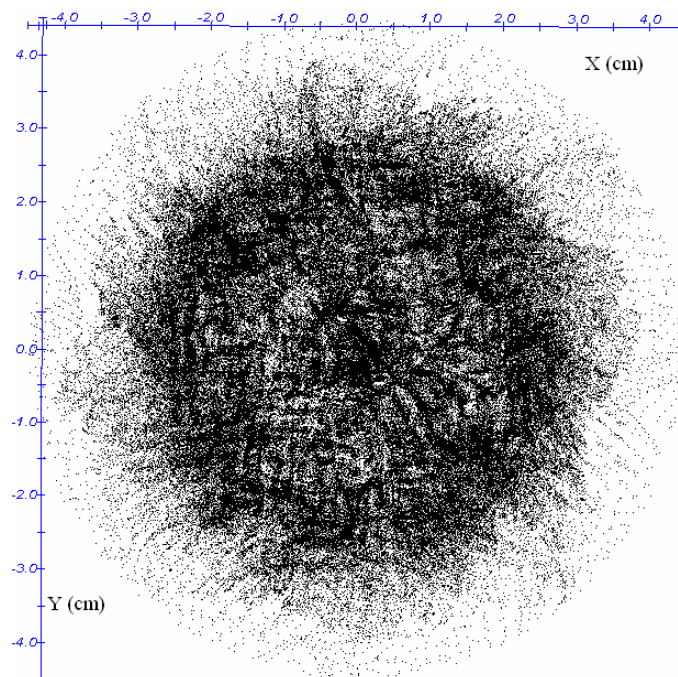


Figura 61. XY distribución iónica, para $-0.1 \text{ cm} < Z < 0.9 \text{ cm}$



7.2.3 Trayectorias electrónicas.

Como ejemplos de trayectorias electrónicas en el caso de hiperboloide de dos hojas se visualizan dos trayectorias tridimensionales (las figuras 62 y 64) y en el plano YZ (las figuras 63 y 65). Se puede ver que los electrones se mueven en el espacio limitado donde hacen “baunce – oscilaciones”, es decir se reflejan por el campo magnético y oscilan entre los puntos donde el campo magnético corresponde al de reflexión (el párrafo 1.2.1). Si bien esta configuración favorece al confinamiento, las partículas pasan menos tiempo en contacto con la zona RCE, lo que no permite un calentamiento tan efectivo como en el caso del hiperboloide de una hoja.

Figura 62. XYZ trayectoria 1

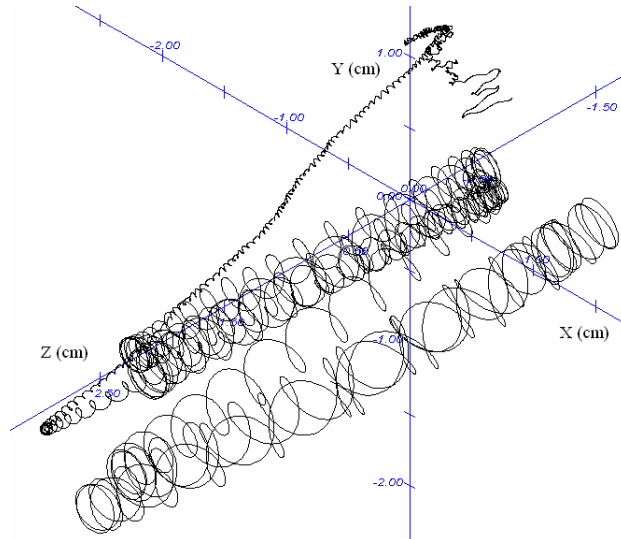


Figura 63. YZ trayectoria 1

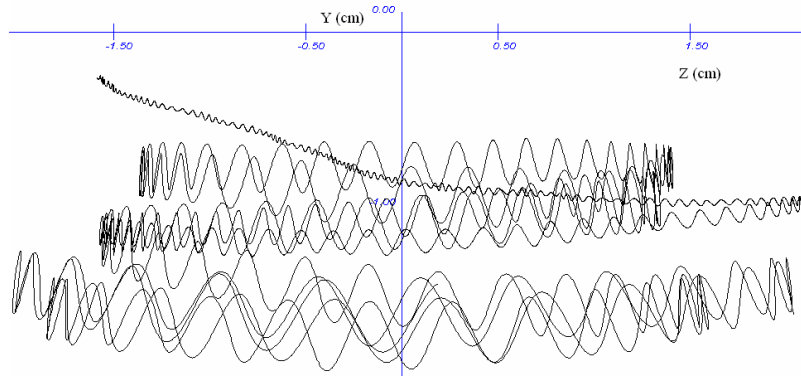


Figura 64. XYZ trayectoria 2.

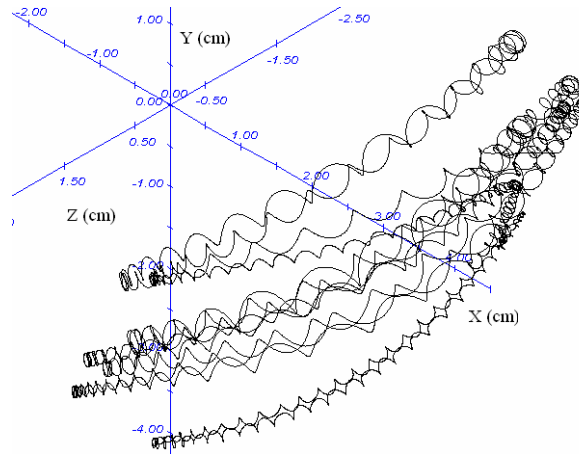
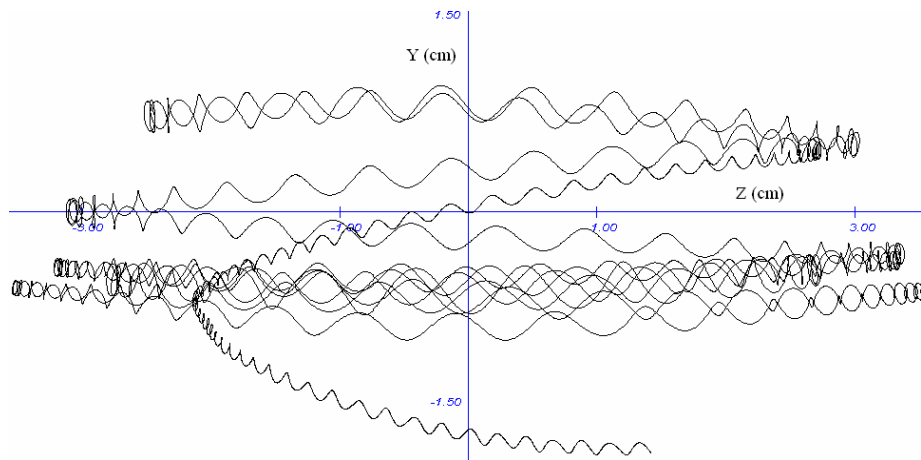


Figura 65. YZ trayectoria 2.



En las figuras 66 y 67 se presentan datos referentes al campo magnético y energía en cada punto de las trayectorias de las mismas partículas 1 y 2.

Figura 66. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 1.

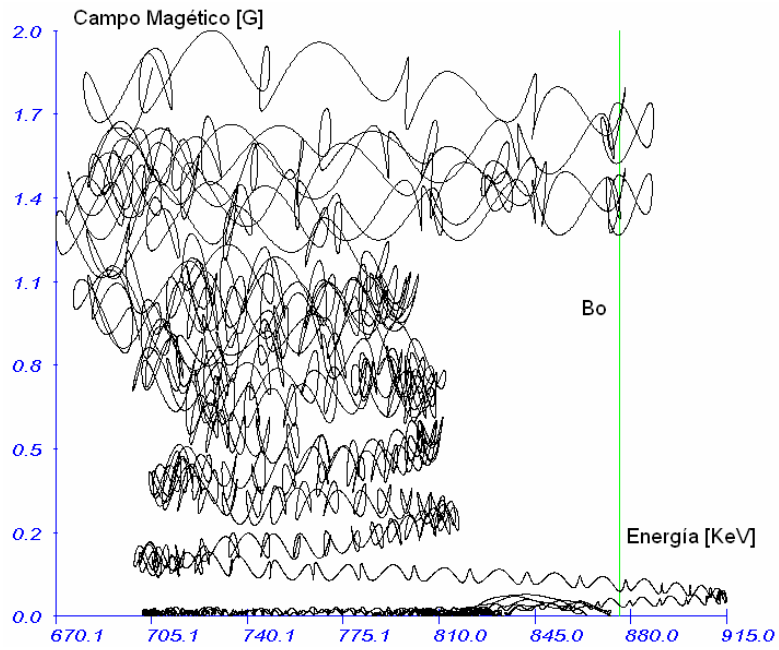
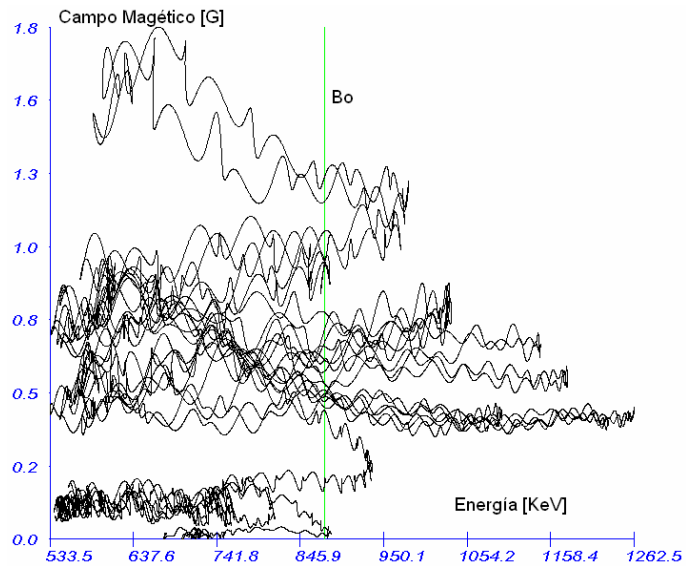


Figura 67. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 2.

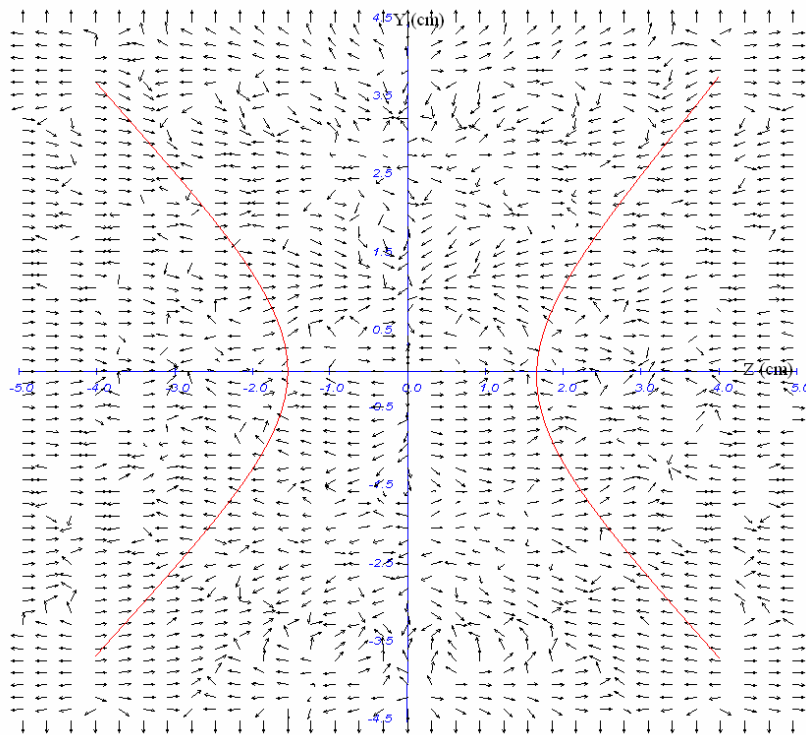


A partir de estas figuras se observa que las partículas aumentan su energía en la zona RCE y en la zona de menor campo magnético que se puede atribuir a la resonancia híbrida.

7.2.4 Campo eléctrico auto generado.

En la figura 68 se puede observar que el campo eléctrico producido por el plasma tiene una estructura ordenada, pero es difícil interpretarlo pues como en el caso del hiperboloide de una hoja corresponde a un estado no estacionario; el plasma durante el tiempo de simulaciones no llego al equilibrio mientras que el campo eléctrico auto generado se muestra claramente solo cuando alcanza el estado del equilibrio dinámico.

Figura 68. YZ campo eléctrico auto generado (plano $X=0$) la curva representa la zona RCE.



7.2.5 Secuencia de formación del plasma.

En las figuras 69 y 70 se puede ver la evolución del plasma. Inicialmente tanto los electrones como los iones fueron distribuidos en el espacio homogéneamente. Después los electrones por ser más móviles son los primeros que se esparcen por el volumen de la cavidad que resulta generación del campo ambipolar. La difusión ambipolar fuerza los iones seguir la configuración electrónica. Con todo eso las distribuciones iónica y electrónica nunca coinciden que provoca el campo auto generado espacial.

Figura 69. Vistas YZ secuenciales de la distribución de un plasma (rojos iones, negros electrones).

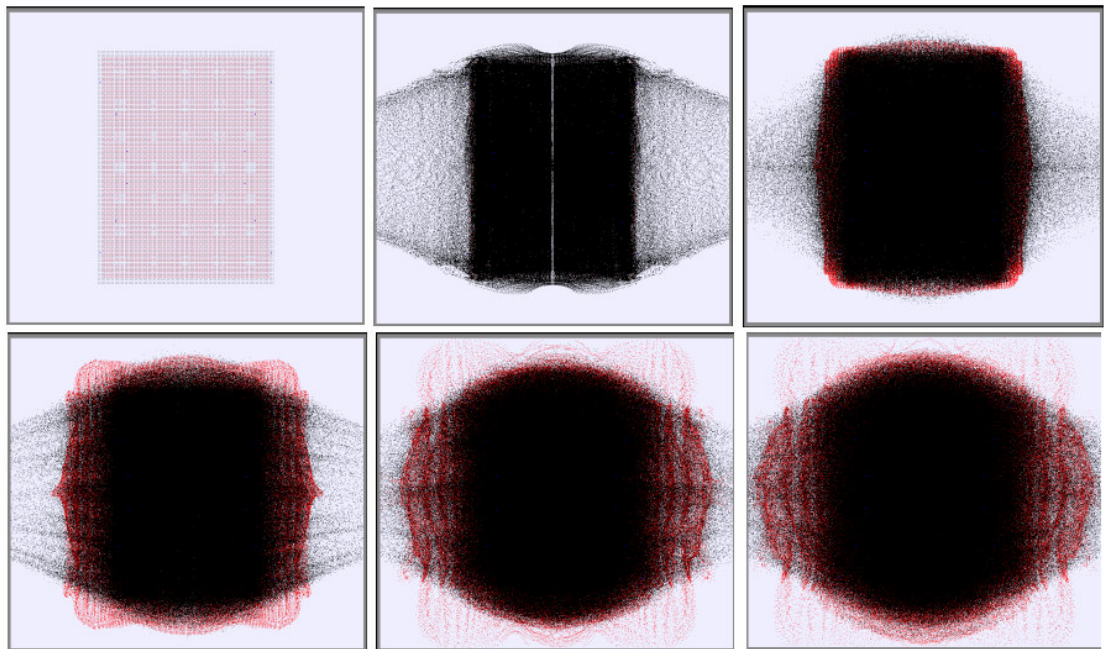
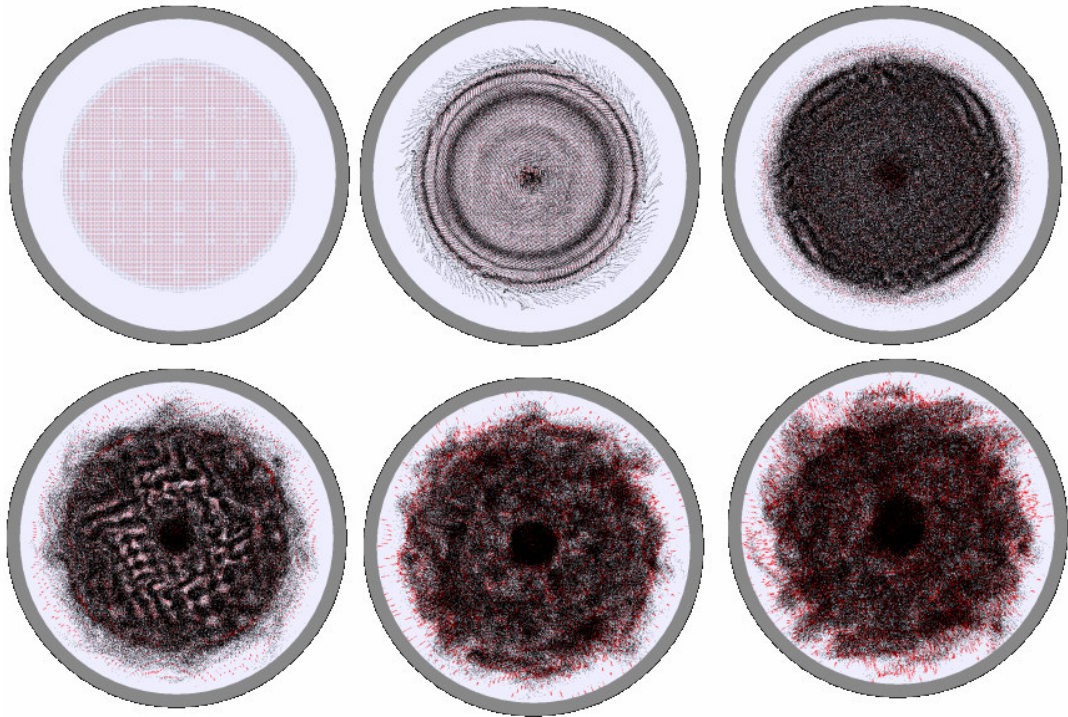


Figura 70. Vistas XY del plano medio, secuenciales de la distribución espacial de un plasma (rojos iones, negros electrones)



7.3 Prueba C2

La siguiente simulación presenta resultados de cálculos de movimiento del plasma y partículas individuales en el caso de aplicación de microondas de 14.4 GHz en el modo es TE_{153} ; el cual es escogido para que las dimensiones de la cavidad fueran similares a las del caso de 2.45 GHz donde el modo de la onda es TE_{111} . Lo más importante, es que la configuración TE_{153} también es transversal eléctrica, es decir la componente eléctrica de microondas es perpendicular al eje de la cavidad; lo cual es la principal condición para RCE. Esta prueba logró cumplir 405000 ciclos elementales que corresponden en tiempo real a 0.1125 μ s. Inicialmente se toma una distribución homogénea donde la velocidad inicial de todas las partículas era nula. Para describir la evolución del plasma empezaremos con mostrar una serie de resultados que

nos dan una idea del estado del plasma en éste momento así como una serie de gráficos para mostrar la evolución del mismo.

7.3.1 Distribuciones Espaciales Electrónicas

En las figuras 71 y 72 se dan las distribuciones de los electrones en los planos YZ y XY respectivamente. Como podemos ver la distribución espacial de los electrones es muy bien formada y se divide en dos partes, una de las cuales es central de una longitud de aproximadamente de 7 cm. Los electrones que se encuentran atrapados en esta zona central de acumulación se caracterizan por estar fuera del cono de perdidas. Otra parte de ancho aproximadamente de 4 cm es una proyección del anillo electrónico sobre el plano XY.

Figura 71. YZ distribución espacial electrónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.

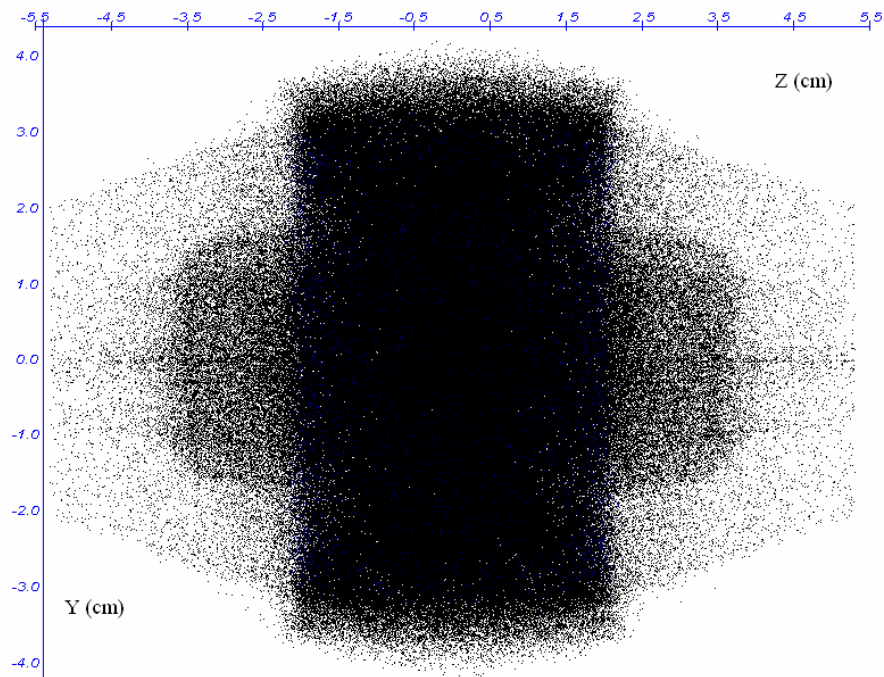
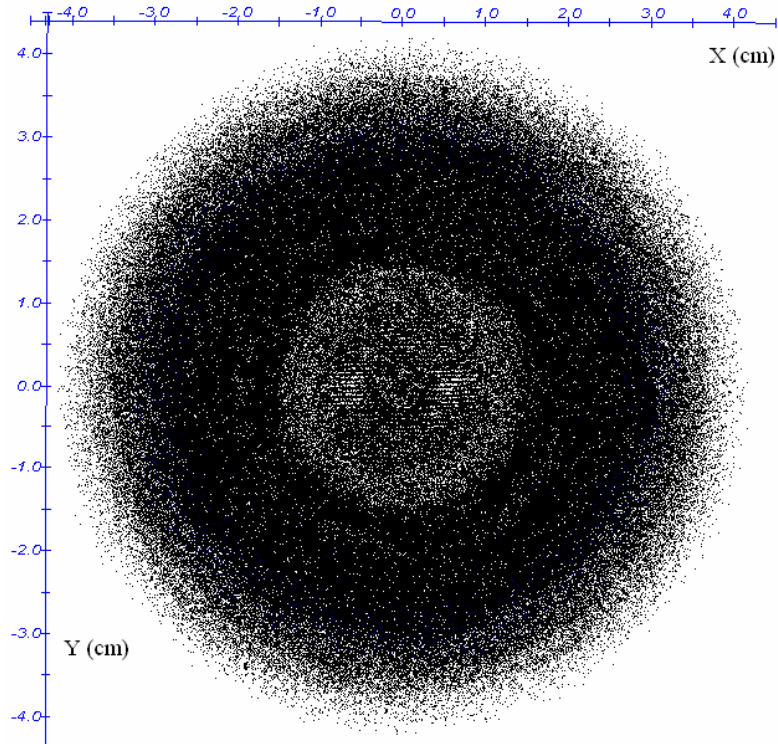


Figura 72. XY distribución electrónica, para $0.5 \text{ cm} < Z < 4.5 \text{ cm}$.



7.3.2 Distribuciones Energéticas Espaciales Electrónicas

En las siguientes tres figuras 73, 74 y 75 se puede ver la distribución espacial de los electrones diferenciando su energía. Como muestra la figura 73 los electrones de más baja energía se concentran alrededor del eje de la trampa y forman la parte central de la figura 71. La parte periférica radial es relativamente fría por lo que en esta zona las condiciones RCE no se satisfacen. Se puede apreciar con claridad que los anillos se forman por electrones acelerados de máximas energías en las figuras 74 y 75, es decir con el momento magnético máximo. Lo cual muestra una concordancia sorprendente con que se observa experimentalmente (el capítulo IV) puesto que este sistema es similar al caso de 2.45 GHz con el hiperboloide de una hoja.

Figura 73. XYZ distribución electrónica por energías, para $-0.2 \text{ cm} < Z < 5.4 \text{ cm}$.

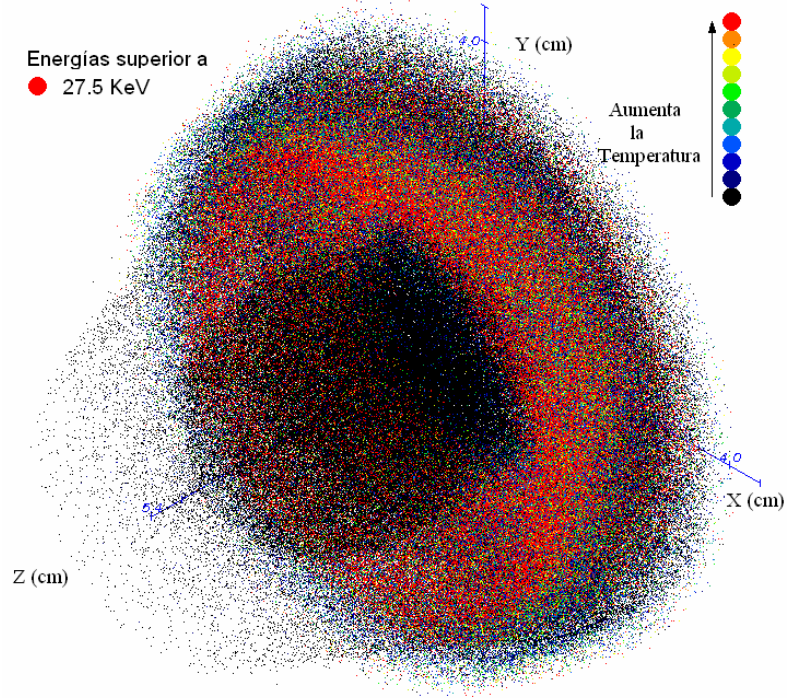


Figura 74. YZ distribución electrónica de las partículas calientes, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.

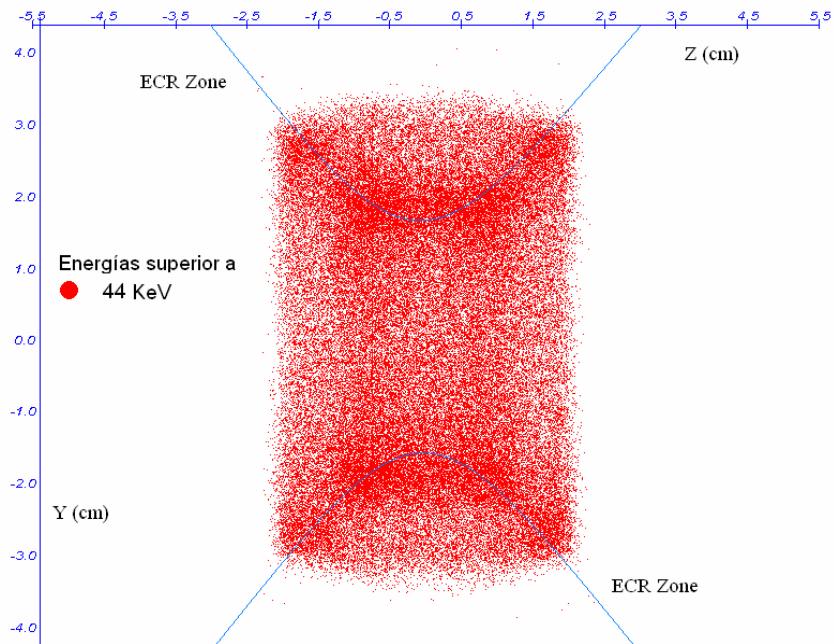
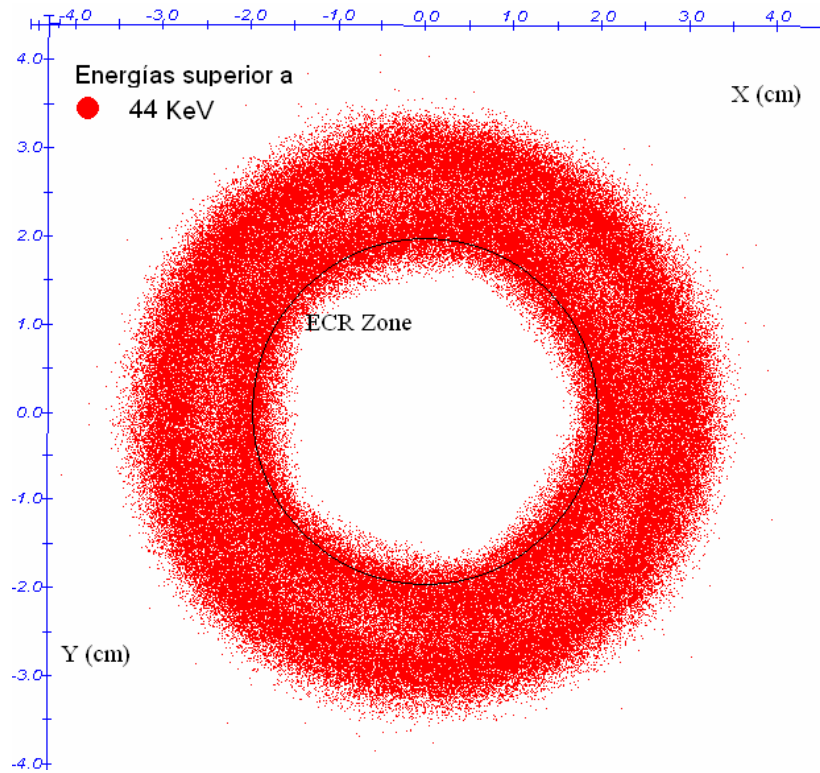


Figura 75. XY distribución electrónica de las partículas calientes, para $-2.5 \text{ cm} < Z < 2.5 \text{ cm}$



Entonces, la formación de los anillos se encuentra mejor formada cuando se usa una frecuencia de microondas más alta. El éxito de la presente simulación en comparación con el caso de 2.45 GHz se puede explicar tomando en cuenta que el campo magnético resonante exigido por la frecuencia elevada debe ser aumentado lo cual genera una mayor eficacia de la trampa magnética aumentando tiempo de vida de las partículas en la trampa. El mayor tiempo de vida resulta mayor tiempo de interacción electrón –campo de microondas y consecuentemente mayor energía acumulada. De otra parte, un campo magnético más intenso puede soportar mejor perturbaciones que intenta deformar el plasma; estas perturbaciones pueden ser de tipo físico por la naturaleza del plasma, pero también de tipo computacional. Sin embargo el hecho que las microondas posean un periodo más corto hace que se necesiten mucho más ciclos computacionales para igualar en tiempo real al caso de 2.45 GHz; por tanto resultados como los anteriores valen la pena esperarlos en un

tiempo mayor, puesto que resultan ser un logro significativo en el estudio computacional del plasma. En la figura 78 se ve puede observar un segundo anillo que se encuentra en la zona donde el campo magnético es un poco menor que el de la resonancia ciclotrónica. La formación de este anillo se puede atribuir a la resonancia híbrida.

7.3.3 Distribución espacial de iones.

Como en los casos anteriores la componente iónica trata distribuirse de la manera semejante a los electrones. Pero es necesario notar que la movilidad de los iones es mucho menor que los electrones (necesitan mayor tiempo para llegar al estado de equilibrio) y ellos no se aceleran por microondas estando fuera de condiciones de resonancia ciclotrónica. Las figuras 76 y 77 muestran que los iones forman las mismas configuraciones que los electrones pero se encuentran más difusos.

Figura 76. YZ distribución iónica, para $-0.1 \text{ cm} < X < 4.9 \text{ cm}$.

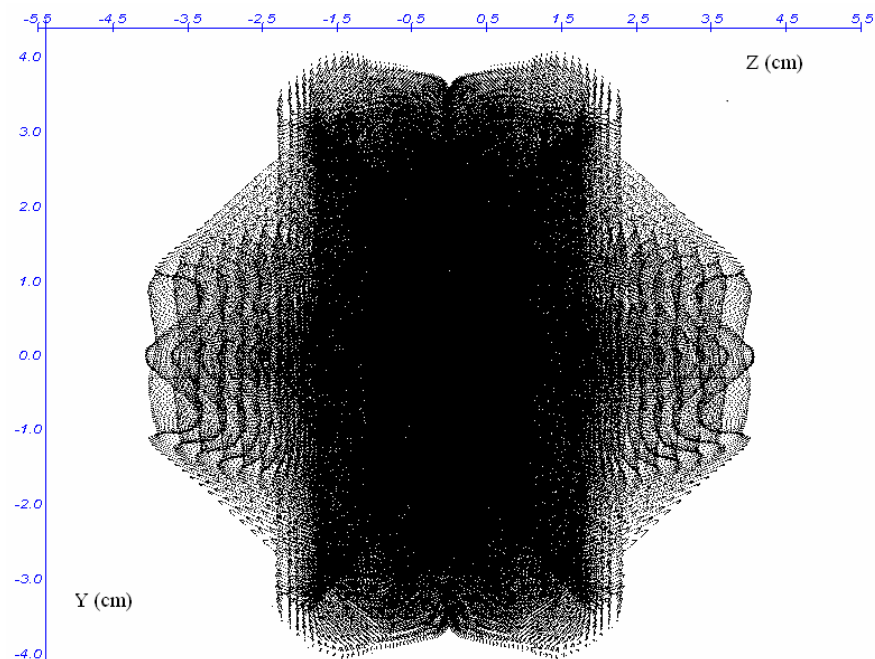
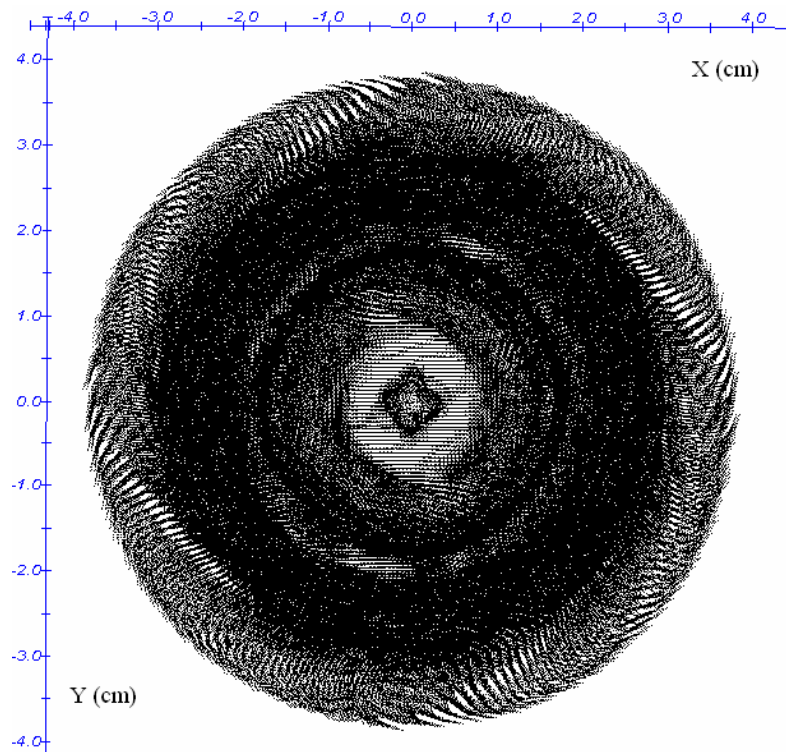


Figura 77. XY distribución iónica, para $-2.5 \text{ cm} < Z < 2.5 \text{ cm}$



7.3.4 Trayectorias electrónicas.

En las figuras 78 – 81 se puede ver las trayectorias de dos electrones de forma tridimensional y en la proyección al plano XY. Las trayectorias son parecidas a las de los casos anteriores y muestran como se forma el anillo. Al conformar el anillo los electrones hacen rotaciones ciclotrónicas moviéndose hacia atrás y adelante a lo largo del eje Z pasando de una línea de fuerza magnética a la otra en el momento de reflexión adiabática. Lo que le genera una deriva alrededor del eje de simetría de la cavidad (eje Z).

Figura 78. XYZ trayectoria 1

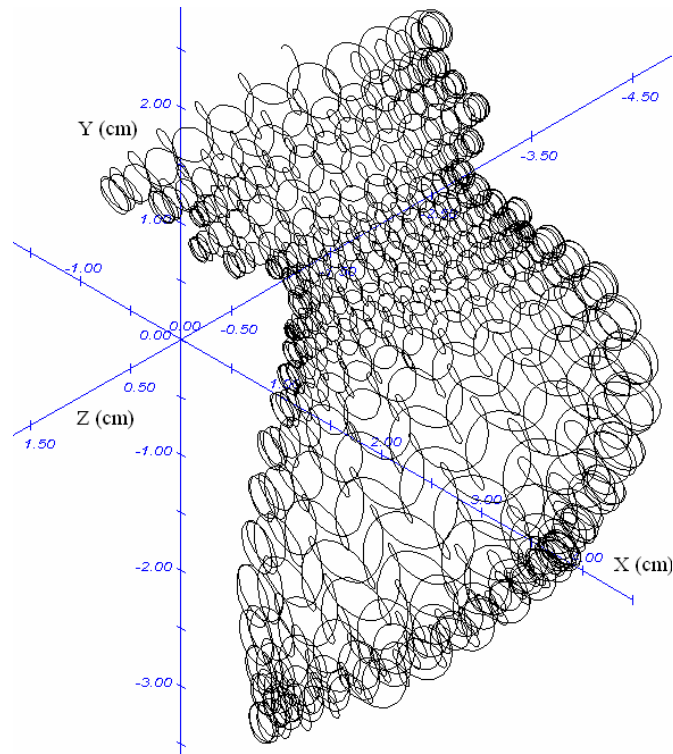


Figura 79. XY trayectoria 1.

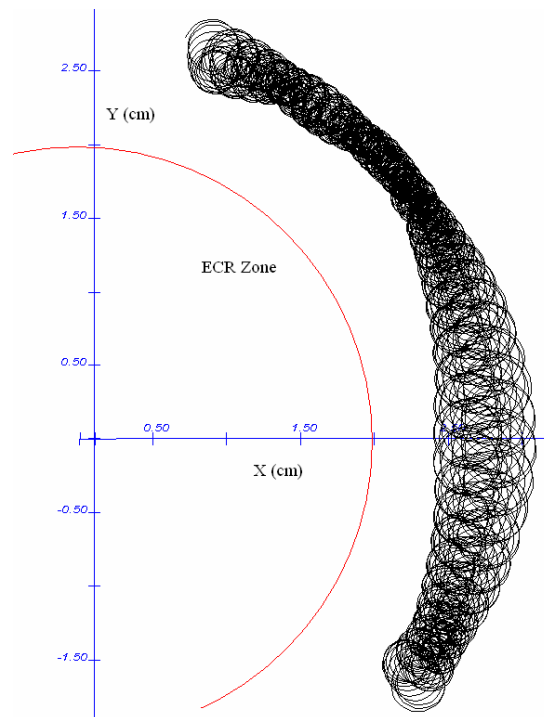


Figura 80. XYZ trayectoria 2.

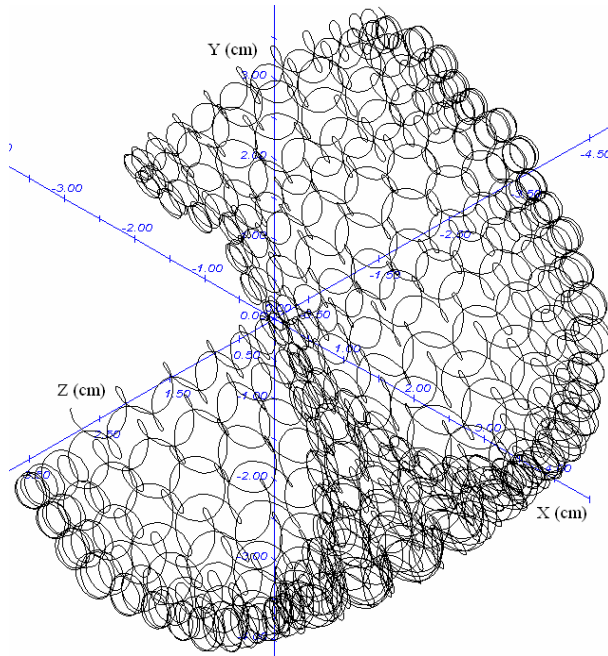
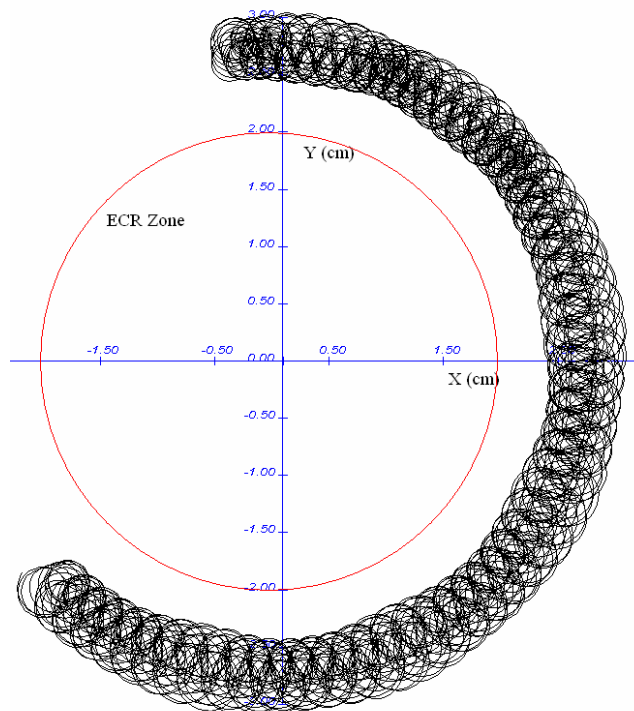


Figura 81. XY trayectoria 2.



7.3.5 Relación entre calentamiento y magnitud del campo magnético.

De las siguientes figuras 82 y 83 se observa que la cercanía con la zona de resonancia favorece al calentamiento de las partículas. Al atravesar la zona RCE los electrones aumentan su energía y la configuración de hiperboloide de una hoja permite a las partículas estar en contacto con la zona RCE durante su tiempo de vida en muchas oportunidades en sus movimientos longitudinales gracias a la deriva de rotación alrededor del eje se simetría. Debido a estas circunstancias los electrones alcanzan energías mayores de 100 keV y por eso se encuentran atrapados en la trampa.

Figura 82. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 1

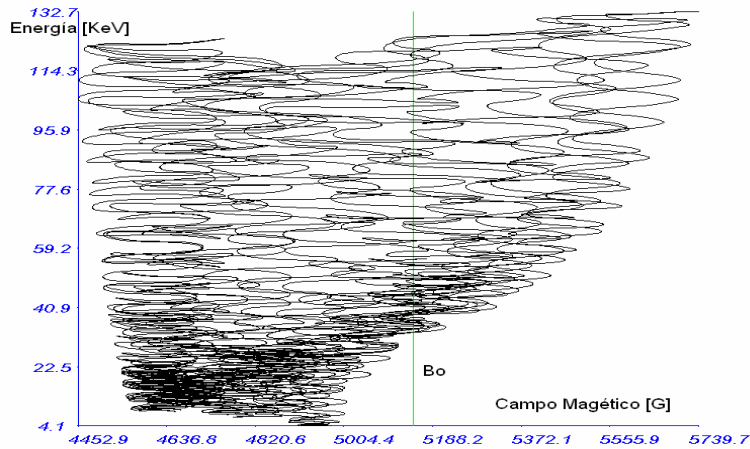
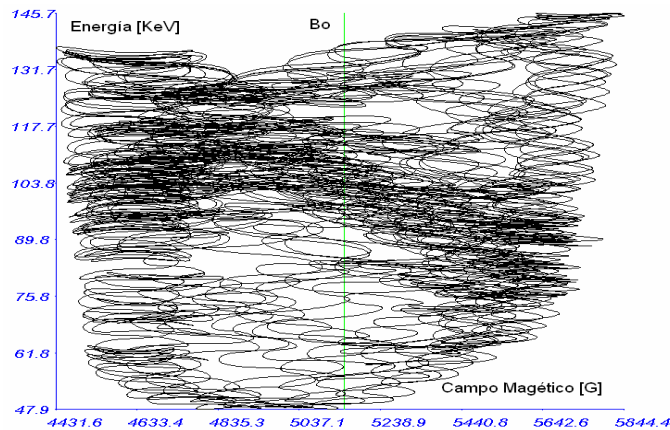


Figura 83. Energía/magnitud del campo magnético de la trayectoria 2



7.3.6 Campo eléctrico auto generado.

En la figura 84 se puede observar que en el rango de $z = -1.5$ cm hasta $z = 1.5$ cm el campo eléctrico sale de la zona RCE y esto es la zona donde se forma el anillo electrónico lo cual favorece la elevada densidad electrónica caliente en el anillo. La distribución de este campo en el plano transversal medio de la trampa evidencia que además de la zona circular RCE existe otro anillo con un radio aproximado de 2.8 cm que esta en concordancia con la distribución de los electrones calientes (ver la figura 76). Como fue mencionado antes el efecto de generación del segundo anillo se puede atribuir a la resonancia híbrida.

Figura 84. YZ Campo Eléctrico Auto generado (plano $X=0$) la curva representa la zona RCE.

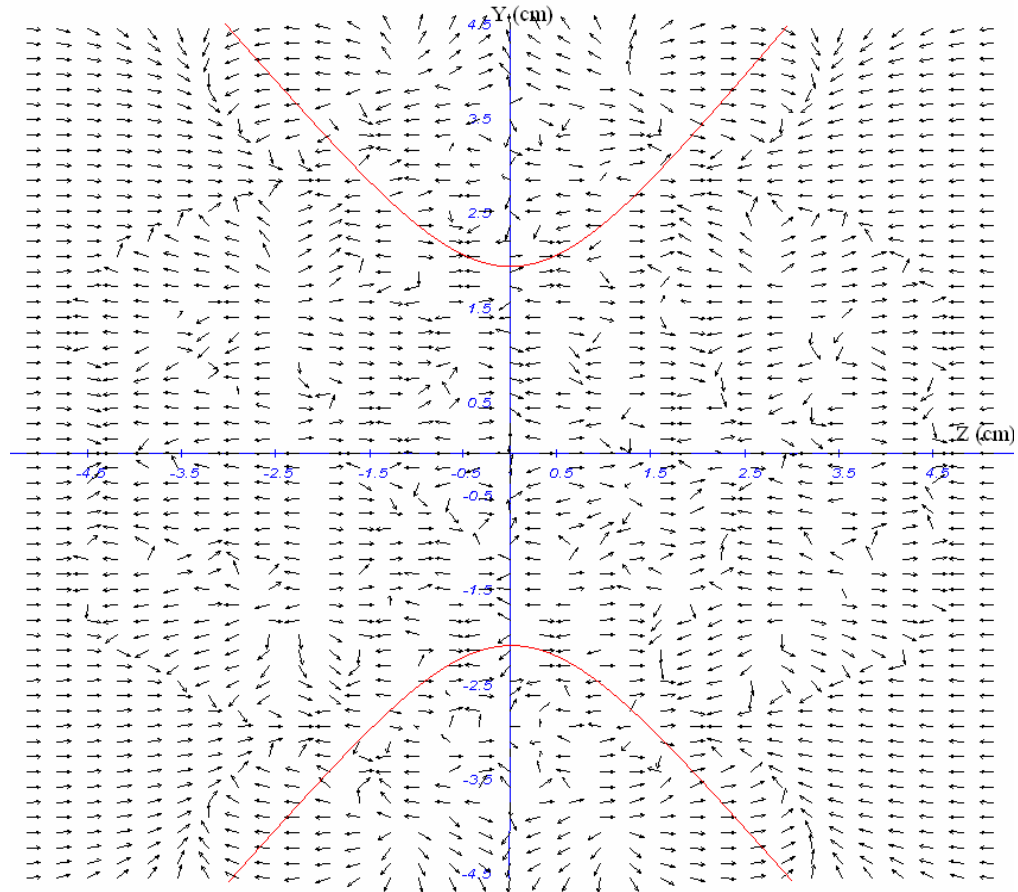
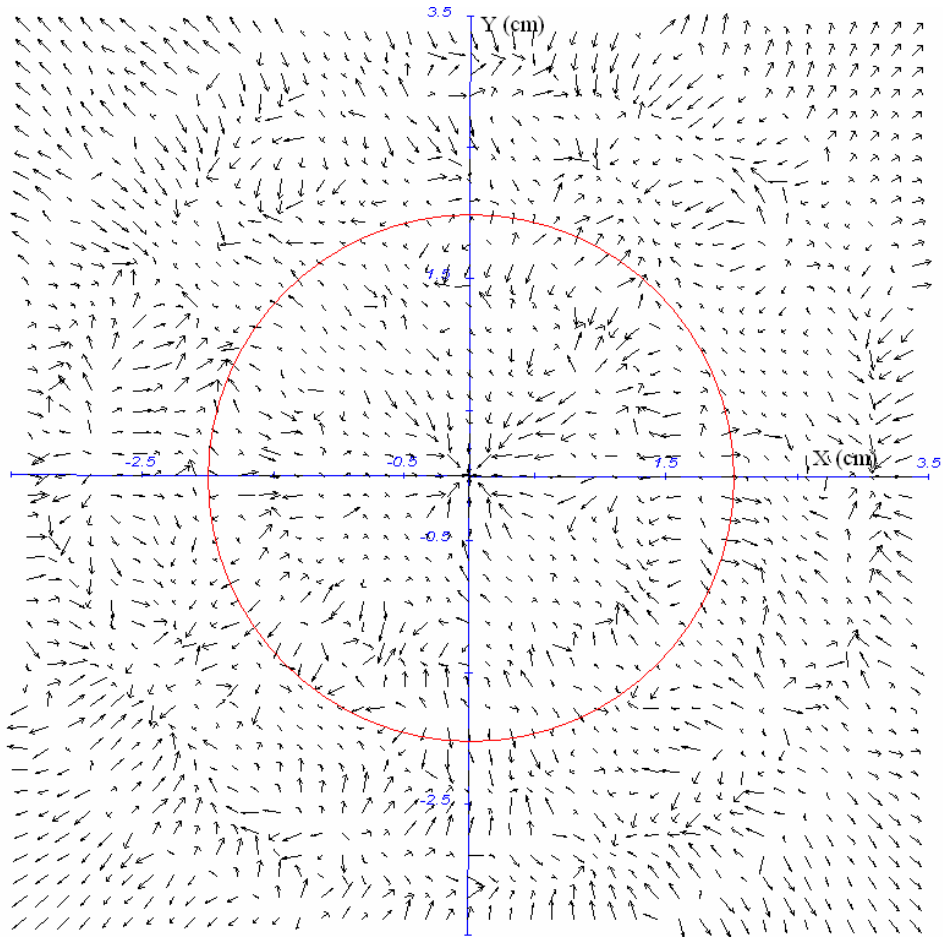


Figura 85. XY Campo eléctrico auto generado en el plano medio, el círculo representa RCE.



7.3.9 Secuencia de formación del plasma.

En las graficas 86 y 87 se puede apreciar la evolución del plasma desde su distribución inicial homogénea. Las primeras partículas que empiezan moverse en la cavidad son electrones, por ser las partículas más ligeras; luego son seguidas por los iones. Durante su proceso de evolución es interesante ver como un campo magnético más intenso puede mantener en el plasma un orden en su distribución espacial.

Figura 86. Vistas YZ secuenciales de la distribución de un plasma (rojos iones, negros electrones)

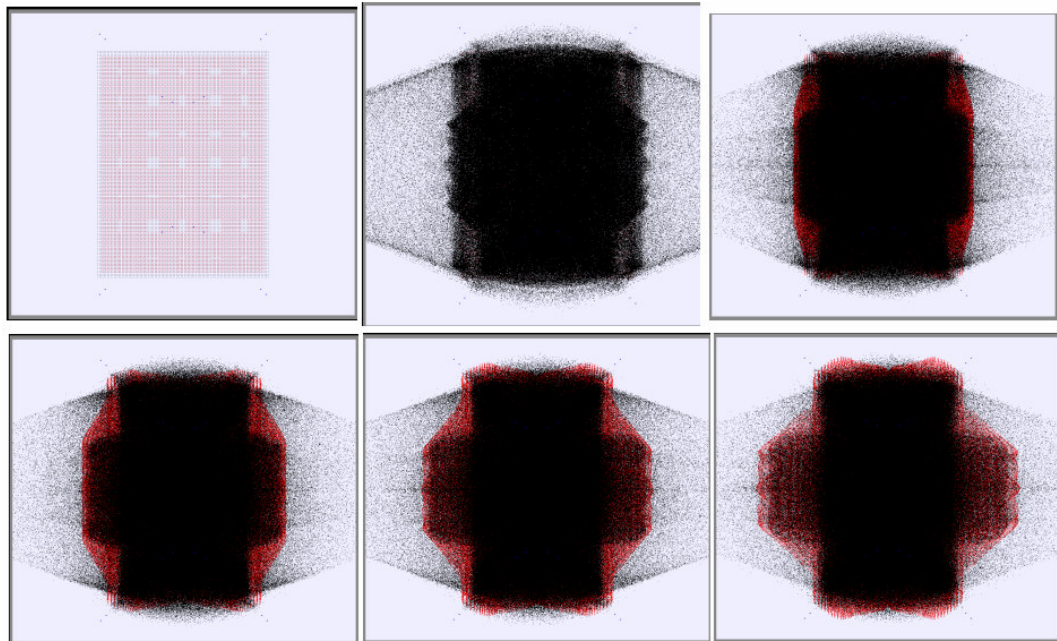
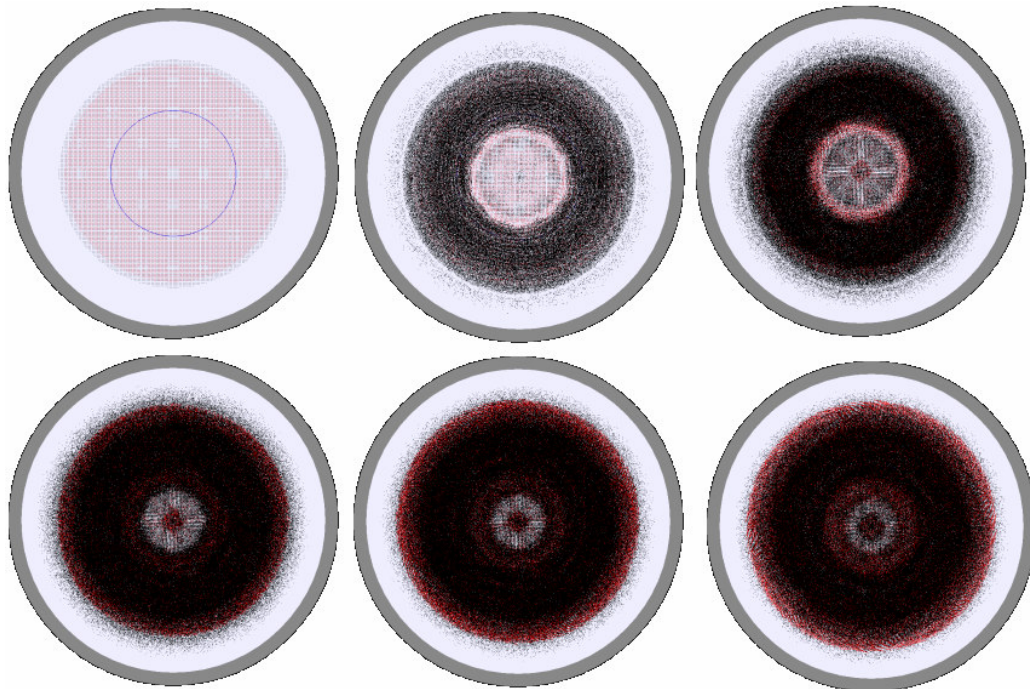


Figura 87. Vistas XY del plano medio, secuenciales de la distribución espacial de un plasma (rojos iones, negros electrones)



OBSERVACIONES Y CONCLUSIONES.

Una de las virtudes del método y del algoritmo es que cada vez que se aumentaba el número de nodos de malla o se aumentaba el número de macro partículas, se lograba mejorar los resultados, y lo que resulta sorprendente es que adicionar el campo magnético auto generado fue fundamental y es notorio como mejoran el comportamiento del plasma. Por lo anterior y sumando el hecho que el programa arrojó resultados cercano a la realidad sobre todo en el caso de 14.4 GHz. Por eso podemos afirmar que en este trabajo se lograron cumplir los objetivos propuestos y que el algoritmo muestra ser confiable.

Si bien uno de los inconvenientes es el alto tiempo de cómputo puesto que tardaba 5.5 horas en hacer 3062 ciclos computacionales contando con un buen computador (datos para un PC con un procesador doble núcleo de 4.8 GHz y 2 GB de memoria RAM), lo que en tiempo real equivale a 5×10^{-9} s por tanto un intento por mejorar cualquiera de la variables mencionadas en este trabajo traerá como consecuencia el aumento en el ya elevado tiempo de máquina. Sin embargo se considera que los resultados muestran que el método utilizado es efectivo y por tanto que valdría la pena buscar soluciones para mejorar el tiempo de cálculo, como puede ser utilizando un cluster por ejemplo.

De los resultados vistos también se observa que efectivamente la configuración a 14.4 GHz es mucho mejor que a 2.45 GHz gracias a que el campo es más intenso puede aumentar el tiempo de vida del plasma debido a que su magnitud es casi 7 veces mayor lo que le permite alcanzar temperaturas más elevadas.

Es importante mencionar que el presente trabajo ayuda a comprender mejor el mecanismo de formación de los anillos plásmicos, por un lado la forma del campo magnético de la trampa crea derivas alrededor del eje de campo magnético [23], el cual no es un fenómeno colectivo. Sin embargo la

distribución espacial del plasma crea un campo eléctrico radial (Fig. 16), el cual produce una deriva de rotación sobre eje de simetría de la cavidad (ecuación (1.2.3)), lo cual muestra como la distribución espacial ayuda a la formación de los anillos en rotación. Otro factor importante es, que se observa que los resultados se mejoran cuando se introduce el campo magnético auto generado, por tanto es lógico pensar que éste colabora con la formación del mismo. Esto se puede explicar de la siguiente manera: el plasma es diamagnético y el campo magnético auto generado disminuye el valor del campo magnético total en la región cercana al eje debido al efecto producido por el anillo en rotación. Esto genera en la parte central de la trampa producida por las corrientes en las bobinas una trampa local, donde se acumulan las partículas predominantemente de baja energía lo mismo que fuera de esta trampa local. El efecto de acumulación del plasma en la zona cercana al eje y de dimensiones finitas se observa claramente en las figuras de distribuciones espaciales YZ como XY. De otra parte un cambio radial en la magnitud del campo magnético también contribuye en formación de la deriva de rotación (ecuación (1.2.1.1)).

Por último es recomendable probar cuanto pueden mejorar los resultados si en lugar de utilizar la ecuación de Poisson, se trabaja con los potenciales electrodinámicos, tomando en cuenta que el sistema no es estacionario.

REFERENCIAS

- [1] V. D. Dougar-Jabon, V. D. Reznikov, R. Santos Mayorga, Proceed. XX Int. Conf. Phenom. Ionized Gases, Il Ciocco (Bagra, Italy), 8-12 July (1991), p.1065.
- [2] V. D. Dougar-Jabon, A. J. Chacon Velasco, A. M. Umnov and V. I. Kariaka, *Physica Scripta*, **60**, 250-252 (1999)
- [3] V. D. Dougar-Jabon, F. A. Vivas Mejia and A. M. Umnov, *Physica Scripta*, **62**, 183-185 (2000)
- [4] V. D. Dougar-Jabon, *Physica Scripta*, **69**, 313-315(2004)
- [5] M. Bacal et al, *Nature (London)* **384**, 421 (1996).
- [6] V. D. Dougar-Jabon, *Physica Scripta*, **63**, 322 (2001).
- [7] K. Jaymanna et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **76**, 1621 (2003).
- [8] K. S. Golovanivsky, V. D. Dougar-Jabon, D. V. Reznikov, *Phys. Rev.*, **E52**, 2969 (1995).
- [9] V. D. Dougar Jabon, A. J. Chacon Velasco and F. A. Vivas, *Rev. Sci. Instrum.*, **69**, 950 (1998).
- [10] R. W. Hockney, *Journ. of Assoc. for Comp. Machinery*, **12** (1965) 95.
- [11] A. B. Langdon, B. F. Lasinsky, *Meth. Comput. Physics*, **16** (1976) 327.
- [12] R. W. Hockney and J. W. Easwood, *Computer Simulation Using Particles*, Inst. Phys. Publishing, Bristol-Philadelphia, 1994.
- [13] E. H. Holt and R. E. Haskell, *Foundations of Plasma Dynamics*(The Macmillan Company, New York 1965)
- [14] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media* (Addison-Wesley Publishing Company, Inc, 1960)
- [15] John David Jackson, *Classical Electrodynamics* (John Wiley & Sons, Inc,1999)
- [16] R Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and RCE Plasmas*. (Institute of Physics Publishing Bristol Philadelfia, 1996)
- [17] C. Gutiérrez y J. González, *Campo Magnético generado por N bobinas alineadas axialmente*. *Ciencia Ergo sum*, noviembre, volumen 9, número 3, pp. 301-307

- [18] Larry Nyhoff and Sanford leestma, Fortran 77 for Engineers and scientists (Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 1996)
- [19] Earl W. McDaniel, Collision Phenomena in Ionized Gases. (Jhon Wiley & Sons, Inc. 1964), pg 38-43
- [20] Kenro Miyamoto, Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion (NIFS-PROC-48, Oct. 2000)
- [21] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, Plasma Physics via Computer Simulation. (Peter Stott and Hans Wilhelmsson loP)
- [22] Francis F. Chen, Introduction To Plasma Physics, Plenum Press, New York (1975).
- [23] Análisis de Trayectorias de Partículas Cargadas en una Trampa magnética tipo Espejo bajo Condiciones de Resonancia Ciclotrónica Electrónica, Guerrero Araque J. E. Universidad Industrial de Santander. facultad de ciencias, escuela de física
Bucaramanga, 2008.