



UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

Estudio de la dinámica de partículas cargadas en una lámina de corriente de reconexión de una fulguración solar

Andrés Mauricio Huertas Hurtado

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias, Observatorio Astronómico Nacional
Bogotá D.C, Colombia
2014

Estudio de la dinámica de partículas cargadas en una lámina de corriente de reconexión de una fulguración solar

Andrés Mauricio Huertas Hurtado

Tesis presentada como requisito parcial para optar al título de:
Magister en Astronomía

Director:
M.Sc. Benjamín Calvo-Mozo

Línea de Investigación:
Física Solar
Grupo de Investigación:
Grupo de Astrofísica Solar (GOSA)

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias, Observatorio Astronómico Nacional
Bogotá D.C, Colombia
2014

Todos somos genios. Pero si juzgas a un pez por su capacidad de trepar árboles, vivirá toda su vida pensando que es un inútil.

Albert Einstein

Agradecimientos

En primer lugar expreso mis mas sinceros agradecimientos al profesor Benjamín Calvo-Mozo quien además de ser mi director realizó funciones que se atribuirían más a un padre, su apoyo fue más allá de lo académico. Agradezco especialmente a los profesores Guillermo Franco, Gregorio Portilla, Giovanni Pinzón y Mario Armando Higuera, ya sea por la formación que recibí de ellos o por el apoyo en la orientación y solución de dudas, fueron de gran ayuda para culminar este trabajo. Agradezco al Sistema Nacional de Becas para Estudiantes de Posgrado de la Universidad Nacional de Colombia y a la Maestría en la Enseñanza de las Ciencias Exactas, que por medio de las becas y monitorias me permitieron culminar este trabajo. A todo el personal del Observatorio Astronómico y los compañeros del GOSA, gracias por su apoyo y motivación.

Por último agradezco el apoyo permanente de mi familia y a mi esposa Diana quien es mi principal motivación para cumplir sueños y metas y buscar un futuro mejor.

Resumen

Se realiza una simulación de la aceleración mediante un campo eléctrico uniforme y constante (aceleración DC) que experimentarían electrones y protones al interior de una lámina de corriente durante una fulguración solar, con el fin de determinar si las energías de eyección están en el rango esperado de $\approx 10 - 1000$ keV para electrones y ≈ 100 keV - 100 MeV para protones, necesarios para poder explicar la posterior emisión en rayos X duros y rayos gamma de estas partículas durante la fulguración. Se analiza la dinámica de las partículas para realizar una descripción cualitativa de la trayectoria de estas partículas en el interior de la lámina de corriente. Usando la topología de los campos magnéticos y eléctrico de Zharkova se realiza una integración numérica del movimiento de estas partículas mediante una combinación del método *Leap-frog* con el método de *Boris*. Se estudia la influencia de la variación de algunos parámetros (componentes del campo magnético, el campo eléctrico) en la energía de eyección. Se concluye que mediante este mecanismo de aceleración es posible acelerar electrones en los intervalos de energía ya mencionados siempre y cuando estas partículas crucen completamente la lámina de corriente a través de sus planos principales.

Palabras clave: aceleración DC, campo eléctrico, fulguraciones solares, lámina de corriente.

Abstract

A simulation of the acceleration of electrons and protons is performed, through an uniform and constant electric field (DC acceleration) inside of a current sheet during a solar flare, to know if the ejection energies are in the range $\sim 10 - 1000$ keV for electrons and ~ 100 keV - 100 MeV for protons, as a mean to explain the emission in hard X rays of these particles during a solar flare. One analyzes the dynamics of these particles to realize a description of their trajectory inside of a current sheet. Using Zharkova's topology of the magnetic and electric fields, a numerical integration of the movement of these particles is carried out using a combination of Leap-frog method and Boris method. A study of the influence of some parameters (magnetic field components, electric field...) in ejection energy is performed. One concludes that through this acceleration mechanism is possible accelerate electrons in energy ranges already mentioned above, if these particles run completely along the current sheet.

Keywords: DC acceleration, electric field, solar flares, current sheet.

Contenido

Agradecimientos	vii
Resumen	ix
1. Introducción	1
2. Fundamentos de estructura y actividad solar	4
2.1. El Sol	4
2.2. Atmósfera solar	4
2.3. Ciclo solar, actividad solar	8
3. Fulguraciones Solares (Solar Flares)	13
3.1. Etapas de una fulguración solar	14
3.2. Clasificación de las fulguraciones solares	15
3.3. Emisión en rayos X de una fulguración solar	16
3.4. Modelo de una fulguración solar	19
4. Mecanismo de aceleración DC	21
4.1. Reconexión magnética	22
4.2. Topología de los campos magnético y eléctrico	25
4.2.1. Topología propuesta por Litvinenko	26
4.2.2. Topología propuesta por Zharkova (regiones distantes del punto X)	28
4.2.3. Constancia y uniformidad de B_y y B_z	29
4.3. Intervalo de energías esperadas	29
5. Dinámica al interior de una lámina de corriente: Fundamentos y simulación	32
5.1. Condiciones al interior de la lámina de corriente	32
5.1.1. Movimiento no colisional	32
5.2. Integrador numérico para obtener la trayectoria de las partículas	34
5.2.1. Método Leapfrog	34
5.2.2. Método de Boris	36
5.3. Implementación del integrador numérico en Java	40

6. Validación del código	42
6.1. Movimiento en un campo magnético uniforme sin campo eléctrico	42
6.2. Comparación con la primera aproximación de Zharkova	43
7. Estudio de las trayectorias y energías de eyección	48
7.1. Tipos de trayectoria de electrones y protones en la lámina de corriente . . .	48
7.1.1. Tipos de movimientos involucrados en la trayectoria de las partículas .	53
7.2. Análisis de la influencia de la variación de parámetros en las energías de eyección	60
7.2.1. Variación del campo magnético longitudinal B_z	60
7.2.2. Variación del ángulo de entrada de las partículas a la lámina de corriente	68
7.2.3. Variación de la componente perpendicular B_y del campo magnético .	72
7.2.4. Variación de la magnitud del campo eléctrico	74
7.2.5. Variación del espesor de la lámina de corriente	79
7.3. Comparación con la ecuación de ganancia de energía de Litvineko	84
8. Conclusiones (Discusión final)	86
A. Anexo: Código fuente del programa	90
Bibliografía	99

1. Introducción

Siendo El Sol la única estrella que podemos observar y analizar con suficiente detalle y dependiendo directamente de su energía la vida y el desarrollo de la misma en nuestro planeta Tierra, son inmensos los esfuerzos de varios gobiernos e innumerables instituciones académicas y científicas, para monitorear su comportamiento. Especialmente es de suma importancia la observación, seguimiento y comprensión de eventos explosivos que ocurren en el Sol por su potencial impacto en las comunicaciones, infraestructura eléctrica y la biosfera del planeta, además del natural interés humano por comprender los fenómenos que ocurren fuera de la seguridad de la atmósfera. Los dos eventos explosivos más relevantes que ocurren en la atmósfera solar son las eyecciones coronales de masa y las fulguraciones solares; las primeras con relativa frecuencia, se encuentran asociadas a las segundas.

Las fulguraciones solares constituyen los eventos de liberación súbita de energía más poderosos del sistema solar, equivalente a la explosión de varios miles de millones de bombas de hidrógeno de 100 megatones explotando simultáneamente en cuestión de no más de 20 minutos aproximadamente. Es un campo muy activo de investigación el estudio de la fenomenología de las fulguraciones solares, en particular cómo es posible liberar tan inmensas cantidades de energía. Hasta el día de hoy es ya ampliamente aceptado que la fuente de energía es la energía almacenada en el campo magnético; sin embargo, el mecanismo de liberación de energía denominado reconexión magnética es un proceso complejo del cual aún no se tiene un consenso general sobre su funcionamiento. Gran parte de la energía liberada se invierte en acelerar electrones, protones e iones en la corona solar, fenómeno que es observado por satélites orbitando el Sol y en órbita alrededor de la Tierra por la emisión en rayos X duros en el lugar de emisión y en los lugares en los cuales ingresan a la cromósfera solar partículas cargadas (electrones, protones, iones). Se han propuesto varios mecanismos de aceleración, como lo son por ondas de choques, por mecanismos estocásticos y por campos eléctricos generados durante la fulguración solar en la región de reconexión magnética conocido como aceleración DC. El objetivo de este trabajo es mediante una simulación del movimiento al interior de la lámina de corriente (región de discontinuidad del campo magnético donde ocurre la fulguración solar) analizar si es posible acelerar tanto electrones como protones hasta energías suficientes para explicar las observaciones en rayos X duros.

Se inicia con una breve descripción de la estructura solar y de la actividad solar (capítulo 2), discutiendo sobre el ciclo solar y su relación con las manchas solares. A continuación se

trata en mayor detalle la fenomenología asociada a una fulguración solar (capítulo 3). En este capítulo se describen las diferentes etapas que conforman una fulguración solar y la forma de caracterizarlas con base en sus picos de emisión en rayos X. Se presenta el modelo estándar básico de una fulguración solar, en el cual se describe su estructura y se ubican los sitios de emisión y tipo de radiación y de aceleración de partículas. Posteriormente, de una forma muy general se discute el proceso de reconexión magnética, para continuar con la descripción de la topología de los campos magnético y eléctrico al interior de la lámina de corriente usado en la simulación y el cual corresponde al utilizado por Zharkova en algunos de sus trabajos. Con base a los trabajos de varios autores que abarcan desde simulaciones como valores obtenidos de las observaciones, se da un rango de valores para las energías con las que deberían ser expulsados electrones y protones para explicar la emisión en rayos X duros posterior.

El capítulo 4 trata sobre el mecanismo de aceleración DC. Primero se realiza una breve discusión sobre el proceso de reconexión magnética y se continua con la descripción de la topología de los campos magnético y eléctrico al interior de la lámina de corriente con base a los modelos de Litvinenko y Zharkova. Se concluye este capítulo con una estimación de la energía necesaria para explicar la emisión en rayos X observada en las fulguraciones solares, con base a las observaciones y simulaciones referidas por otros autores.

En el capítulo 5 se discuten las condiciones al interior de la lámina de corriente para considerar la aproximación de movimiento no colisional, la cual permite considerar la lámina de corriente en su interior sin materia; únicamente se consideran los campos electromagnéticos. Se describen los métodos numéricos que son implementados en el programa que simula las trayectorias y energías alcanzadas por electrones y protones. Al final de este capítulo se describe la implementación del programa en Java.

La comparación de las trayectorias obtenidas mediante el código utilizado en el programa, con la solución analítica de un electrón moviéndose en un campo magnético uniforme se realiza en el capítulo 6. También se presenta una comparación de la simulación con una solución analítica de Zharkova al movimiento de las partículas mediante una aproximación en la cual se desprecia las rápidas oscilaciones de su movimiento con respecto al plano medio de la lámina de corriente.

En el capítulo 7 está el desarrollo central de este trabajo. Se realiza un estudio cualitativo de la forma de las trayectorias de electrones y protones al interior de la lámina de corriente. Se describe como el movimiento de estas partículas es la superposición de giro movimientos alrededor de las componentes del campo magnético, así como de movimientos de deriva debido a la interacción con el campo eléctrico y el gradiente del campo magnético tangencial. A continuación se presentan los resultados de la variación de la energía de eyección

ción de electrones y protones, cuando se varían parámetros como las componentes del campo magnético, la intensidad del campo eléctrico y el espesor de la lámina de corriente entre otros. Se discuten las condiciones en las cuales estas partículas pueden acelerarse hasta lograr estar en el intervalo de energías presentado en el capítulo 3.

El último capítulo, con base a la discusión de los resultados obtenidos en este trabajo y presentados en el capítulo 7, se presentan las conclusiones de las simulaciones realizadas con el mecanismo de aceleración DC en la ganancia de energía de electrones y protones.

2. Fundamentos de estructura y actividad solar

Como la estrella más cercana a la tierra, El Sol es un excelente laboratorio para estudiar directamente las propiedades de estos astros que de otra forma no sería posible, o que sólo se lograría de forma indirecta. Siendo un sustento básico para la vida en nuestro planeta, es de suma importancia entender su evolución y comportamiento, lo cual incluye la comprensión de los fenómenos violentos que se pudieran presentar en él y que tendrían un impacto directo para los seres que habitamos este planeta, y a un nivel más directo, su impacto sobre nuestra tecnología imprescindible para el desarrollo de nuestra civilización.

En este capítulo se describirá brevemente la estructura y actividad de El Sol.

2.1. El Sol

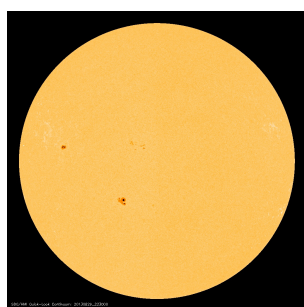
El Sol es una estrella de clase espectral G2V, con una masa de $m_{\odot} = 1.989 \times 10^{30}$ kg, cerca de 330 000 veces la masa de la Tierra. Tiene un radio de $R_{\odot} = 6.960 \times 10^8$ m y una densidad de media $\bar{\rho} = 1409$ kg/m³. Tiene una temperatura efectiva de $T_e = 5785$ K y una temperatura central (núcleo) de $T_c = 1.5 \times 10^7$ K, aunque en su atmósfera exterior (corona solar) las temperaturas están del orden de 1.0×10^6 K. El sol produce su energía por medio de la cadena pp (cadena protón-protón) en su región central, reacción mediante la cual dos núcleos de Hidrógeno (protones) se fusionan para formar (después de 3 reacciones previas) dos núcleos de Helio, produciendo así 4×10^{26} Joules de energía cada segundo, dato correspondiente a su luminosidad.

2.2. Atmósfera solar

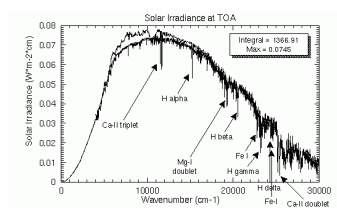
La atmósfera solar es la región sobre la cual se basa este trabajo, en particular la corona solar. Por eso brevemente describiremos su estructura.

La atmósfera se define como la parte de una estrella (El Sol) del cual los fotones pueden escapar directamente al espacio interestelar (Schrijver and Zwaan, 2000). La atmósfera solar está dividida en la *fotosfera*, *cromosfera* y en su región más externa, la *corona*.

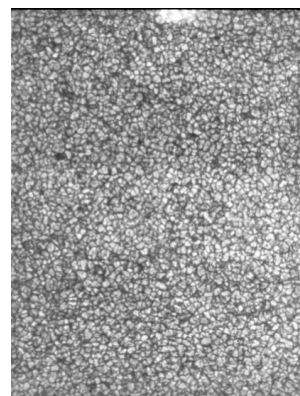
Fotosfera (esfera de luz): Es la capa de la atmósfera solar más interna y corresponde a la superficie que se observa de el Sol en el espectro visible, con temperaturas de 8000 K en la capa más baja y 4500 K en su capa más externa. El continuo y las líneas de absorción en el espectro solar son formados en la fotosfera, correspondiendo las líneas a la capa superior. Es característico también de la fotosfera el patrón granular siempre cambiante, el cual es el efecto visible de la convección solar. En estas células colectivas la región central más brillante corresponde a gas que está ascendiendo y los bordes más oscuros al gas que se hunde en la fotosfera. Es en la fotosfera donde se presentan las manchas solares, cuyo nombre se debe a que se observan como regiones oscuras de la fotosfera. Las manchas solares las trataremos con más detalle más adelante por su relación con las fulguraciones solares.



(a)



(b)



(c)

Figura 2-1.: Fotosfera solar **2-1a**, imagen del continuo tomada por la sonda SOHO el 30 de Agosto de 2013 (imagen tomada de <http://sohowww.nascom.nasa.gov/data/realtime-images.html>), con dos de sus aspectos característicos: su espectro de emisión en el continuo (semejante al de un cuerpo negro) con sus líneas de absorción **2-1b** (imagen tomada de <http://www.xylenepower.com/Solar20Radiation.html>) y la granulación producto del proceso de convección **2-1c** (imagen tomada de (Lang, 2009)).

Cromosfera (esfera de color): La capa que rodea a la atmósfera recibe este nombre por los arcos distintivos rojos o rosados que se observan alrededor de el Sol durante un eclipse (Bhatnagar and Livingston, 2005). La cromosfera tiene un espesor de cerca de los 500 km (Karttunen and Kröger, 2003) donde las temperaturas pueden aumentar de 4500 K a 6000 K (Karttunen and Kröger, 2003). La cromosfera no es visible en condiciones normales ya que su intensidad es tan sólo 10^{-4} la intensidad de la fotosfera (Bhatnagar and Livingston, 2005),

pero por unos cuantos segundos es visible en un eclipse total mostrando sus característicos colores. Durante los eclipses si se toma el espectro de la cromosfera, se obtiene el espectro de destello (flash spectrum), el cual es un espectro de emisión con más de 3000 líneas identificables, entre las más importantes las correspondientes a las líneas de Hidrógeno de Balmer, He II, Fe II, Si II, Cr II, Ca II. Estas líneas no pueden formarse a las altas densidades y bajas temperaturas de la fotosfera. El color rojizo de la cromosfera se debe la prominencia de la línea de emisión de Balmer $H\alpha$, una línea que normalmente es una línea de absorción en la atmósfera.

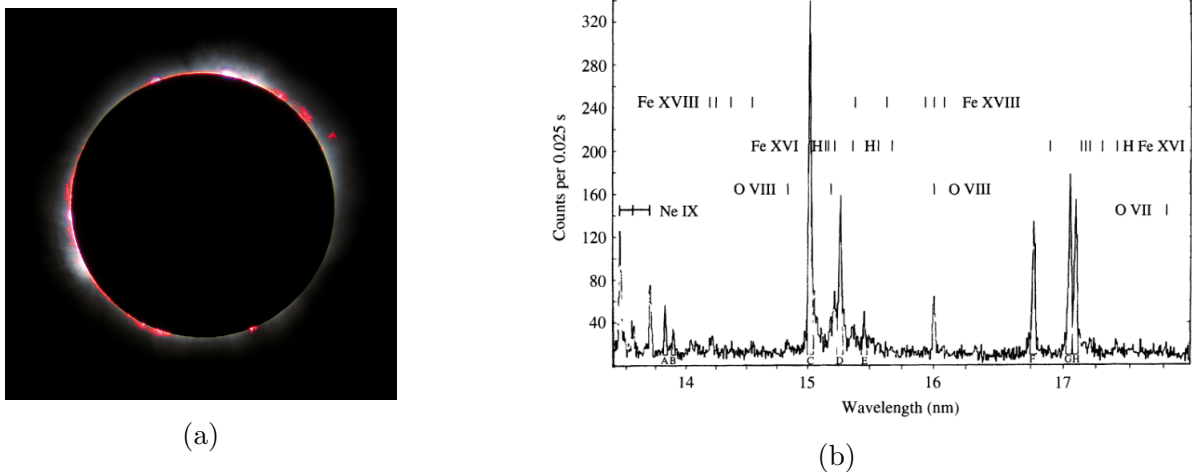
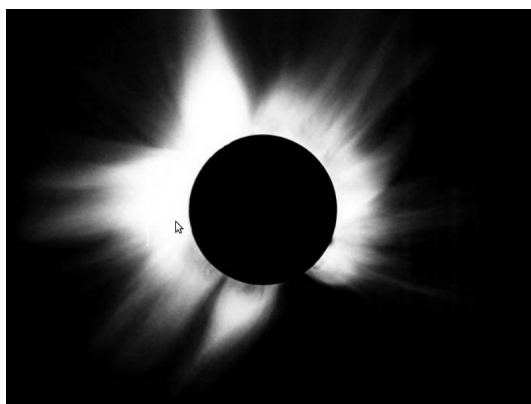


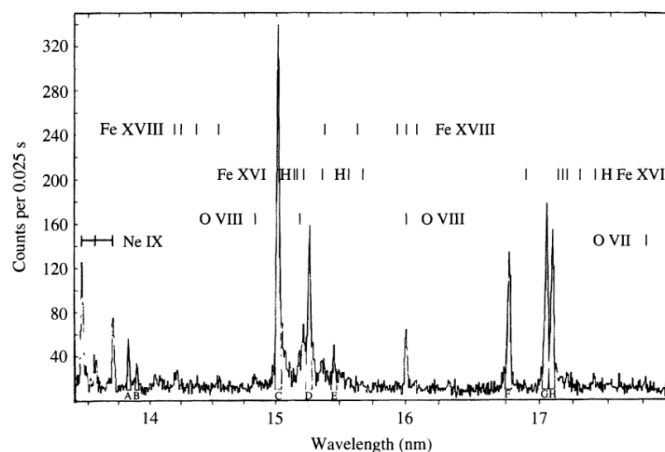
Figura 2-2: 2-2a Cromosfera solar durante el eclipse total de 1999 (imagen tomada de <http://www.kis.uni-freiburg.de/index.php?id=513&L=1>) donde se aprecian los arcos rojos que dan a origen su nombre. 2-2b espectro de emisión del destello de la cromosfera durante un eclipse (flash spectrum), se observan claramente intensas líneas de emisión (imagen tomada de (Karttunen and Kröger, 2003)).

Corona: Es la capa más externa de la atmósfera solar la cual no tiene límites claramente definidos; al alejarnos de la cromosfera gradualmente esta se va convirtiendo en la corona a través de una zona denominada *zona de transición* que algunos autores identifican como otra región de la atmósfera solar. El límite externo de la corona tampoco está definido; está poco a poco se va difuminando en el espacio interestelar en un aspecto característico de halo que se extiende por unos cuantos radios solares. Al igual que la cromosfera, la energía emitida por la corona es muy baja comparada con la fotosfera (10^6 menor que la fotosfera (Carrol and Ostlie, 2007)) de tal forma que para poder observarse claramente es necesario esperar un eclipse total de sol o realizar un eclipse artificial con un coronógrafo adaptado al instrumento con el cual se esté observando. La baja densidad de la corona (10^{15} partículas/ m^3 (Carrol and Ostlie, 2007)) la hace transparente a la mayoría de la radiación electromagnética además que permite que ocurran transiciones prohibidas (transiciones espontáneas entre es-

tados metaestables). El aspecto más característico de la corona es su elevada temperatura la cual es del orden de 2.0×10^6 K, aunque es de aclarar que el gas en la corona no está en equilibrio térmico, la cual se evidencia por la presencia de elementos altamente ionizados como lo es el Fe^{13} . En el radio, la corona es una fuente de emisión diferente de la que se registra a la emisión asociada a un cuerpo negro; a su vez en los rayos X la emisión de la corona es la responsable de la mayoría de emisión en estas longitudes de onda de el Sol, ya que la fotosfera emite muy poco en este rango. El espectro de rayos X es muy rico en líneas de emisión.



(a)



(b)

Figura 2-3.: 2-3a corona solar durante el eclipse total en Marzo 7 de 1970 (imagen tomada de (Karttunen and Kröger, 2003)), se observa su típica estructura de halo. 2-3b espectro de emisión de rayos X de la corona, se aprecian las líneas de emisión de Fe XVIII y Fe XVI (imagen tomada de (Carrol and Ostlie, 2007)).

La corona consta de varias partes. La *K corona*, la cual debe a su nombre a la palabra “continuo” en Alemán, produce precisamente el continuo de emisión de luz blanca debido a que la radiación producida en la fotosfera es dispersada por los electrones. Se extiende entre 1 y 2.3 radios solares. En la *F corona*, la luz fotosférica es dispersada por polvo; su espectro de emisión muestra las líneas de absorción de Fraunhofer, de ahí su nombre. La *F corona* se extiende más allá de los 2.3 radios solares. Por último, la *E corona* que se superpone a la K y F corona, es la fuente de líneas de emisión producida por átomos altamente ionizados. Las altas temperaturas en la corona aún no cuentan con una explicación satisfactoria sobre cuál es la fuente de energía de este sobre calentamiento.

En los campos magnéticos presentes en la corona es en donde se almacena la energía (energía

magnética libre) que será violentamente liberada en forma de fulguraciones solares por medio de la reconexión de las líneas de campo magnético.

2.3. Ciclo solar, actividad solar

El ciclo solar (aunque su nombre más apropiado sería, el ciclo magnético Solar) viene caracterizado principalmente por la presencia de un número significativo de manchas solares. Las manchas solares deben su nombre debido a que cuando se observa la fotosfera en el visible, estas manchas se observan como regiones oscuras en el disco solar. El color oscuro se debe a que están a una temperatura inferior a la temperatura de la fotosfera, aproximadamente 1500 K por debajo (Karttunen and Kröger, 2003). En las manchas solares es posible identificar una estructura correspondiente a lo que se ha denominado como *umbra* y *penumbra*, correspondiendo la primera al interior de la mancha solar y la segunda a lo que podría entenderse como el contorno de la mancha, la cual es menos oscura.

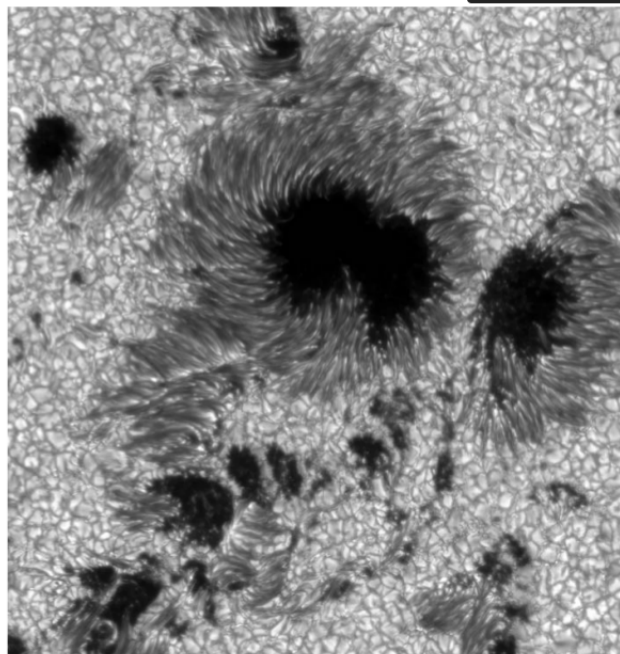


Figura 2-4.: Imagen de una mancha solar donde se aprecia su estructura. La penumbra corresponde al contorno de la mancha que tiene un tono menos oscuro que el interior que corresponde a la umbra. Imagen tomada de (Karttunen and Kröger, 2003).

El tamaño típico de una mancha solar es aproximadamente de 10 000 km de diámetro (Karttunen and Kröger, 2003), aunque pueden tener diámetros de hasta 30 000 km (Carrol and Ostlie, 2007), más del doble de diámetro de la Tierra. Las manchas solares se presentan en pares

o en grupos y por lo general a una latitud solar de $\pm 40^\circ$ (donde el signo indica latitud norte o sur) la cual se mantiene aproximadamente constante durante sus tiempos de vida. Ahora el rango de su tiempo de vida puede establecerse entre varios días y algunos meses (Karttunen and Kröger, 2003). Los campos magnéticos en el interior de las manchas solares (en concreto en la umbra) son muy intensos, algunos del orden de 1 Tesla y mayores (Carrol and Ostlie, 2007), en comparación el campo magnético de la Tierra es aproximadamente 0.005 mT. La intensidad de estos campos magnéticos se miden observando el efecto Zeeman (desdoblamiento de las líneas espectrales que resultan de remover la degeneración inherente a los niveles de energía atómicos) en sus espectros. Estos campos magnéticos tan intensos inhiben la transferencia de calor por medio de la convección, lo cual explica por qué la temperatura en una mancha solar es inferior a la temperatura efectiva de la fotosfera (Karttunen and Kröger, 2003).

El indicativo característico del ciclo solar es la presencia de manchas solares en gran número, más concretamente el número en que se presentan tiene un mínimo y un máximo, donde el tiempo entre mínimos es aproximadamente de 11 años. Este ciclo puede visualizarse claramente en un *diagrama mariposa*, el cual es un diagrama de las posiciones de las manchas solares en función del tiempo, que por la forma en que se agrupan las manchas como “ala”, dio origen a su denominación como diagrama mariposa.

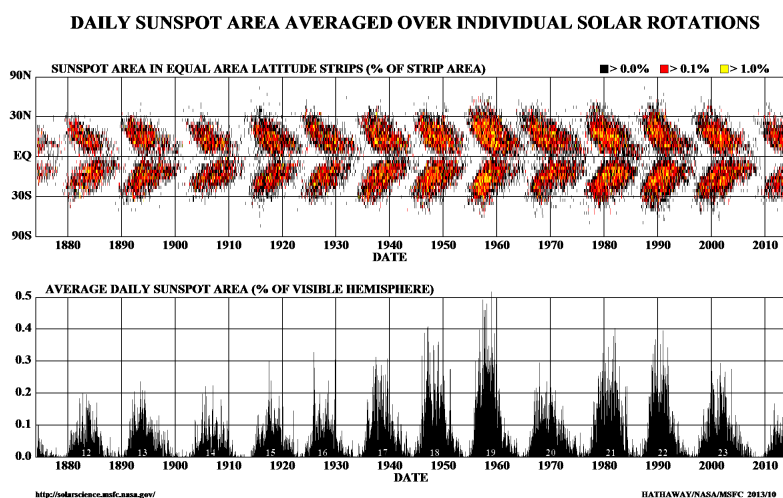


Figura 2-5.: Ubicación de las manchas solares de acuerdo a la latitud en función del tiempo (imagen superior) y el porcentaje del área del disco solar visible que ocupan las manchas. Se aprecia en el diagrama mariposa (imagen superior) que aproximadamente la totalidad de las manchas solares se presentan entre latitudes de 30°S y 30°N, pero no más allá de 40°S y 40°N. El máximo y el mínimo de presencia de manchas solares se aprecia mejor en el diagrama inferior, donde el tiempo entre mínimos es de aproximadamente 11 años. Imagen tomada de <http://solarscience.msfc.nasa.gov/SunspotCycle.shtml>.

Las manchas solares como ya se comentó se observan más oscuras que la fotosfera debido a que el plasma en esta región está a una temperatura menor. En la fotosfera se observan unas estructuras que tienen características opuestas a las manchas solares y son las faculas (*faculae*). Las fáculas son zonas más brillantes que la fotosfera que se ven más fácilmente en el limbo solar. Son regiones magnéticas, pero el campo magnético es de menor intensidad que el que se presenta en las manchas solares. Las fáculas pueden hacer ver el Sol más brillante cuando se presenta un máximo en el número de manchas observables, es decir, el efecto de aumento del brillo de las fáculas es mayor que el efecto de oscurecimiento que provocan las manchas solares en el brillo de El Sol.

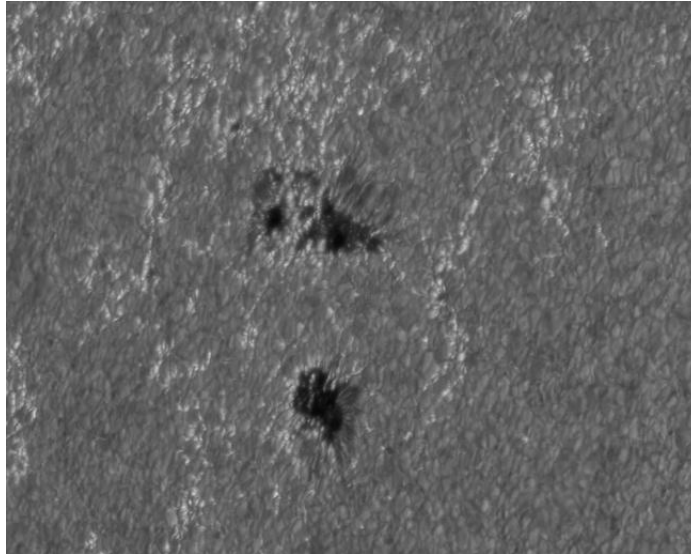


Figura 2-6.: Faculas junto con una mancha solar. Por lo general las fáculas y las manchas solares están asociadas. Se observa claramente cómo las fáculas se notan más brillantes y las manchas más oscuras sobre el fondo fotosférico. Imagen tomada de <http://solarscience.msfc.nasa.gov/feature1.shtml>.

Se ha comentado cómo la actividad solar tiene un periodo cíclico de aproximadamente 11 años y cómo se identifican los máximos de actividad solar por el número de manchas observables. Durante este máximo de actividad solar se presentan dos fenómenos de actividad violenta del Sol que es importante comentar. Estos fenómenos violentos son las *eyecciones de masa coronal* y las *fulguraciones solares*.

Las *eyecciones de masa coronal* (CMEs por sus siglas en inglés) son inmensos volúmenes de plasma magnetizado que se alejan de el Sol a gran velocidad (Bhatnagar and Livingston, 2005). Se observan como gigantescas burbujas de gas que se expanden rápidamente llevando consigo miles de millones de toneladas de plasma solar a millones de grados celsius con velocidades en el rango de 300-2000 km/s (Bhatnagar and Livingston, 2005). Las eyecciones de masa coronal perturban el flujo del viento solar que pueden golpear a la tierra con graves consecuencias para las comunicaciones, satélites e infraestructura eléctrica. Estas eyecciones de masa pueden ser tan grandes que el disco solar se observa rodeado por ellas en lo que se conoce como evento de tipo halo. Estos eventos de tipo halo ocurren cuando la eyección de masa coronal está dirigida directamente hacia la tierra.

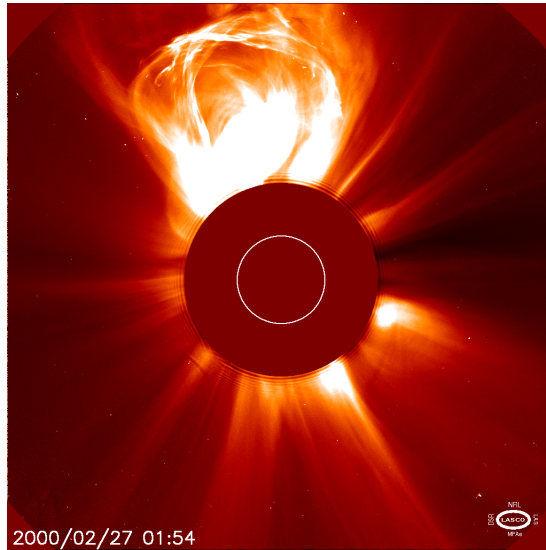


Figura 2-7.: Eyección de masa coronal. Para poder observar un evento de esto, al igual que con la corona es necesario usar un coronografo que eclipse El Sol y oculte el inmenso brillo de la fotosfera. El Sol corresponde al circulo blanco interior. Imagen tomada de <http://apod.nasa.gov/apod/ap000309.html>.

Las *fulguraciones solares* son las explosiones más poderosas en el sistema solar. En cuestión de minutos son capaces de calentar a varios millones de grados el plasma circundante y liberar tanta energía como miles de millones de megatones de TNT. Por lo general ocurren cerca de las manchas solares, en particular a lo largo de la línea neutral que separa áreas de polaridad magnética opuesta. Las fulguraciones y las eyecciones de masa coronal suelen estar relacionadas aunque cada una se puede presentar independiente de la otra. En el siguiente capítulo se tratará con más detalle la fenomenología de una fulguración solar.

3. Fulguraciones Solares (Solar Flares)

Las fulguraciones solares son los fenómenos más interesantes y estudiados de la dinámica solar debido a las enormes energías involucradas y su súbita liberación. El primer registro histórico de una fulguración solar corresponde al 1 Septiembre de 1859 por Carrington y Hodgson independientemente, quienes estaban observando la misma región activa y presenciaron una fulguración solar en el visible (*white light flares*). Sin embargo, de acuerdo a los registros históricos se tiene conocimiento que en China en el siglo XVII se realizaban observaciones de las manchas solares, lo cual sugiere que también pudieron realizar observaciones de fulguraciones en el visible.

Las fulguraciones son las explosiones más poderosas del sistema solar, liberando energías del orden de 10^{19} a 10^{25} J comparables con la explosión simultánea de 20 millones de bombas de hidrógeno de 100 megatones (Lang, 2009). Una parte significativa de esta energía se invierte en acelerar iones y electrones a velocidades cercanas a la de la luz. Una fulguración solar es capaz de emitir energía en gran parte del espectro electromagnético: ondas de radio, el visible, el extremo ultravioleta, los rayos X y los rayos gamma, así como también emitir partículas (Bhatnagar and Livingston, 2005). Las emisiones en esas franjas del espectro electromagnético se deben a la dinámica de las partículas que fueron aceleradas; por ejemplo, las ondas de radio debido al movimiento ciclotrón que tienen al seguir las líneas de campo magnético en los arcos formados, los rayos X duros debido a la aceleración o desaceleración brusca o los rayos X suaves debido a su movimiento térmico al ser calentado el plasma a temperaturas de millones de Kelvin. A pesar de las inmensas energías liberadas en una fulguración solar lo que es más interesante de estos eventos son lo breves que pueden ser: 100 – 1000 s (Bhatnagar and Livingston, 2005).

Una fulguración solar es un evento muy localizado, ocupa menos del 0.01 % del disco solar visible (Bhatnagar and Livingston, 2005), aproximadamente el tamaño del disco terrestre, y durante su corto periodo de vida el lugar donde ocurre puede ser el que esté a mayor temperatura en toda la estructura del Sol (incluyendo el núcleo), ya que se pueden alcanzar temperaturas hasta 20×10^6 K (Lang, 2009). Las mayores emisiones de una fulguración solar ocurren en longitudes de onda del ultravioleta extremo y rayos X, donde pueden superar la emisión del Sol en su totalidad, y en menor medida en las ondas de radio. En el visible sólo las fulguraciones más energéticas son detectables, aunque en su mayoría pueden ser fácilmente observables en $H\alpha$ a 656.3 nm (Lang, 2009). Los máximos de emisión en una

región del espectro pueden estar asociados con etapas específicas de una fulguración como se comentará a continuación.

3.1. Etapas de una fulguración solar

La siguiente figura resume las diferentes etapas de una fulguración solar:

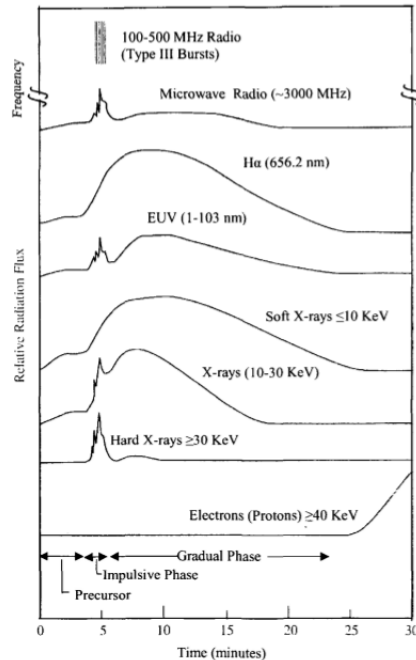


Figura 3-1.: Perfil temporal de emisión de energía de una fulguración en diferentes rangos del espectro electromagnético. Se indican las diferentes etapas. Figura tomada de (Bhatnagar and Livingston, 2005).

El perfil de tiempo de liberación de energía (*time-profile energy release*) en una fulguración solar típica consta de tres etapas: *fase precursora*, *fase impulsiva*, *fase gradual*. La *fase precursora* puede tardar entre 2 – 5 min y es donde se empieza a identificar un aumento en la emisión de la banda de los rayos X blandos (< 10 keV) y rayos X con energías entre los 10-30 keV.

La *fase impulsiva* es la más importante para los propósitos de este trabajo, porque es en la cual ocurre la aceleración de las partículas. Esta fase es claramente identificable en las bandas de las microondas, ultravioleta extremo (EUV), rayos X (10 -30 keV) y rayos X duros (>30 keV) relacionadas en la figura 3-1 por la presencia de picos de emisión muy definidos. Esta fase es muy breve, entre unos pocos segundos hasta el minuto (Bhatnagar and Livingston, 2005).

La última fase, la *fase gradual*, es la más prolongada. Esta fase puede tardar desde varios

minutos a horas dependiendo de la intensidad de la fulguración (Bhatnagar and Livingston, 2005). Como se observa (ver figura 3-1) en las curvas correspondientes al visible térmico, el ultravioleta extremo, rayos X blandos, rayos X; la fase gradual corresponde a un decaimiento suave en la energía de emisión.

3.2. Clasificación de las fulguraciones solares

Las fulguraciones solares se pueden presentar en una gran variedad de tipos que abarcan aspectos como su forma, tamaño, duración, picos de emisión, etc. La importancia de una fulguración se establece en base a la intensidad de su emisión ya sea en el óptico ($H\alpha$), el radio o en rayos X como se muestra en la siguiente tabla.

H α classification			Radio flux at 5000 MHz ^{**} in s.f.u.	Soft X-ray class ^{***}	
Importance Class*	Area (Sq. deg.)	Area 10 ⁻⁶ solar disk		Importance class	Peak-Flux in 1-8 Å w/m ²
S	2.0	200	5	A	10 ⁻⁸ to 10 ⁻⁷
1	2.0-5.1	200-500	30	B	10 ⁻⁷ to 10 ⁻⁶
2	5.2-12.4	500-1200	300	C	10 ⁻⁶ to 10 ⁻⁵
3	12.5-24.7	1200-2400	3000	M	10 ⁻⁵ to 10 ⁻⁴
4	>24.7	>2400	3000	X	>10 ⁻⁴

Figura 3-2.: Clasificaciones de una fulguración solar de acuerdo a su pico de emisión. Figura tomada de (Bhatnagar and Livingston, 2005).

La clasificación en el visible ($H\alpha$) se realiza con base en un estimado del pico de emisión y del área bajo este (Bhatnagar and Livingston, 2005). La importancia de la fulguración solar de menor a mayor inicia con la letra S (para indicar un subflare), luego con el 1 hasta terminar con el 4. Ahora cada clase se subdivide en tres subclases con base en el brillo del pico de intensidad de la fulguración: F (faint), N (normal), B (bright). La clasificación en radio es con base a la intensidad en el flujo de emisión en el rango de 5000 MHz el cual se mide en unidades de flujo solar (*sfu*, por sus siglas en inglés) ($1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ W/m}^2\text{Hz}$). Por último, la clasificación en rayos X suaves es la más importante y usada para establecer la importancia de una fulguración solar. En esta clasificación se tiene el máximo flujo (W/m^2) en un rango entre los 0.1 – 0.8 nm (Lang, 2009), el cual es el utilizado por los satélites *GOES*. La clasificación *GOES* de menor a mayor está dada por cinco clases A, B, C, M y X, donde el último corresponde al máximo. Cada letra indica el pico en el cual fue detectado el pico de radiación, y como se puede apreciar en 3-2 cada pico en el flujo de emisión es 10 veces mayor

que el anterior (Lang, 2009). Cada clase a su vez puede tener 9 subdivisiones enumeradas del 1 al 9 de acuerdo al incremento del flujo, de tal forma que se puede expresar el pico en el flujo de emisión por el nombre que se le de a la fulguración; por ejemplo, una fulguración clasificada como X3, tiene un pico de emisión de $3.0 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$.

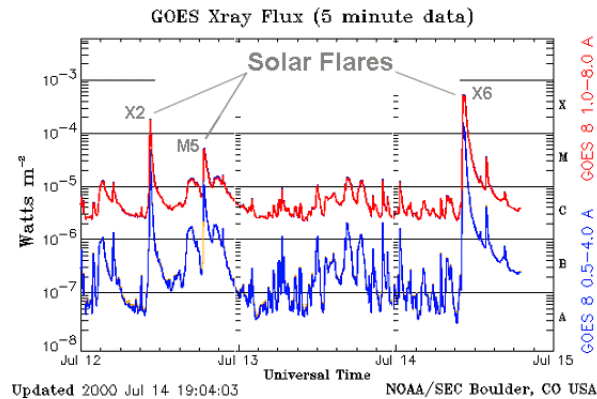


Figura 3-3. Espectro de emisión en rayos X tomados por diferentes satélites del NOAA en Julio de 2000. Se indican cómo de acuerdo a la altura del pico de emisión con respecto al flujo de radiación se clasifican los flares detectados. Figura tomada de <http://spaceweather.com/glossary/flareclasses.html>.

3.3. Emisión en rayos X de una fulguración solar

La emisión en rayos X de una fulguración solar es de especial importancia ya que es la región del espectro en la cual la mayor parte de la energía es radiada, también es útil la información sobre su localización y estructura. Dos tipos de emisión en rayos X se observan en una fulguración solar, rayos X suaves (soft X rays) y rayos X duros (hard X rays). Los rayos X suaves son de menor energía ($\approx 1 - 10 \text{ keV}$) y un poder de penetración modesto (Lang, 2009), con longitudes de onda en el rango de $10 - 0.1 \text{ nm}$ ¹ y producidos por la radiación térmica de electrones de menor energía. Por el contrario, los rayos X duros son altamente penetrantes debido a su energía significativamente mayor ($10 - 100 \text{ keV}$) y su origen es por la radiación de electrones no térmicos, acelerados hasta velocidades cercanas a la luz.

La energía de los rayos X es un indicativo de la energía de los electrones que los producen; es debido a esto que el estudio de los espectros de emisión es una herramienta para analizar el tipo de aceleración (o desaceleración) que está actuando sobre estas partículas y así confrontar con los diversos modelos propuestos de aceleración de partículas.

Previamente se mencionaron las etapas de una fulguración solar. Como se observó en la

¹<http://www.princeton.edu/~achaney/tmve/wiki100k/docs/X-ray.html>

figura 3-1 la emisión en rayos X es un indicador de la etapa que está cursando una fulguración solar. Los rayos X duros son emitidos en la fase impulsiva por lo cual son indicativo del inicio de la fulguración y de su ubicación; además, si el instrumento de observación permite una resolución espacial de la estructura de la fulguración, se observa que esta emisión ocurre en la corona indicando el lugar donde se presentó la reconexión magnética y donde están siendo acelerados los electrones, región que se encuentra sobre el arco magnético coronal que se observa en las fases posteriores. Adicionalmente se observa emisión de rayos X duros en las bases del arco magnético coronal y en este caso corresponde a un proceso de desaceleración que experimentan los electrones al ingresar a la cromosfera más densa. Las observaciones muestran cómo estos dos puntos de emisión están en lados opuestos de la línea que separa regiones magnéticas opuestas y ocurren casi simultáneamente, con una diferencia de 0.1 s o menos (Lang, 2009). Los rayos X suaves se producen en la fase de decaimiento gradual de la fulguración ya que su pico de emisión ocurre varios minutos después de la fase impulsiva. Debido a las altas temperaturas alcanzadas ($\approx 10 \times 10^6$) los electrones son separados de los iones (principalmente protones) y se mueven con velocidades aproximadas de $0.05c$. Los electrones emitirán este tipo de radiación al encontrarse nuevamente con los protones (Lang, 2009) por la deflexión que producen en sus trayectorias. Las velocidades de estos electrones son térmicas, diferente a la velocidad mucho mayor de los electrones en la fase impulsiva.

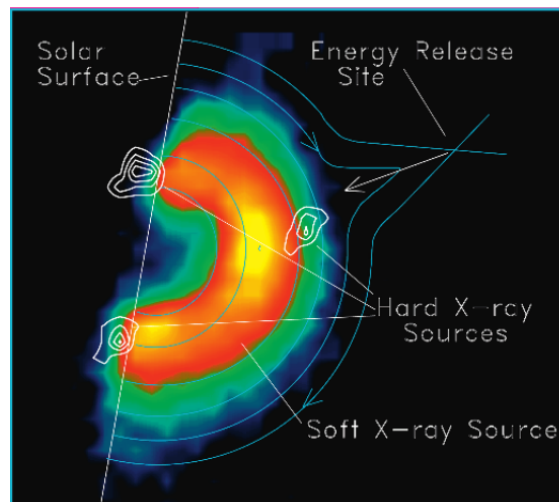


Figura 3-4.: Imagen tomada por el telescopio de rayos X duros y rayos X suaves de *Yohkoh*, donde se aprecia la estructura de una fulguración y los lugares de emisión en rayos X. Imagen tomada de (Lang, 2009).

Existe una correlación temporal entre la emisión en rayos X duros y rayos X suaves conocida como el efecto Neupert. Este efecto que fue reportado por Neupert Werner en 1968 relaciona el suave incremento de emisión en rayos X suaves con la integración temporal de la

rápida e impulsiva explosión en radio en longitudes de onda de centímetros. Posteriormente las observaciones (con el satélite SMM, Solar Maximum Mission) mostrarían que este efecto puede extenderse a los rayos X suaves y rayos X duros, comparando la evolución temporal de estos últimos con la de la derivada temporal de los primeros (Lang, 2009). Esto implica que los electrones energéticos que producirán los rayos X duros, son la principal fuente de calentamiento y suministro de masa al plasma coronal que emite rayos X suaves (Lang, 2009).

Con un análisis espectral de líneas de rayos X por medio de espectrómetros de cristal Bragg de *Yohkoh* (BCS, por sus siglas en inglés), se midieron los movimientos y temperaturas del gas de una fulguración y estos indicaron que el material se mueve hacia arriba durante una fulguración con rapidez del orden de 350 km/s. Se observó además que en una fulguración el gas de la cromosfera puede calentarse desde unos 10 000 K hasta 20×10^6 K, empezando en las bases de los arcos magnéticos que son fuente de rayos X duros. Este gas era el que tenía ese movimiento ascendente que produce la emisión copiosa en rayos X suaves. A este efecto se le dio el nombre de *evaporación cromosférica*, aunque no tiene ninguna relación con la evaporación de los líquidos. El material cromosférico que es calentado por el movimiento hacia abajo de los electrones que fueron acelerados en la región de reconexión magnética, se expande hacia arriba por los arcos magnéticos en regiones de menor densidad de la corona (Lang, 2009), lo cual explica ese movimiento ascendente que no es más que un ejemplo del principio de Arquímedes con el gas de la atmósfera solar. Las observaciones de *Yohkoh* indican que los arcos que se forman posteriores a la fulguración solar pueden contener gas a temperaturas de 23×10^6 K que al enfriarse hasta temperaturas de 2×10^6 K producen unas bellas imágenes en bandas de 17.1 nm que han sido observadas por *TRACE* 2 horas después del inicio de la fulguración.

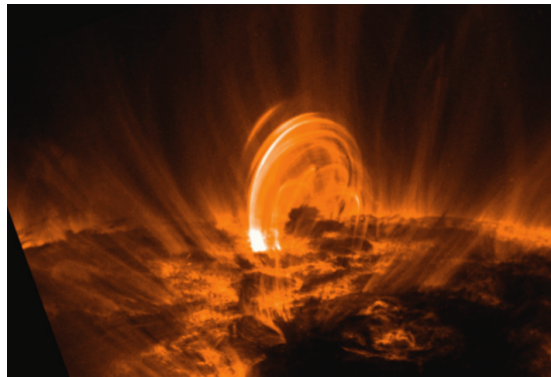


Figura 3-5.: Arcos posteriores a una fulguración vistos por *TRACE*. Estos arcos se observaron 2 horas después del inicio de una fulguración de clase M2 en la banda de los 17.1 nm. El gas en estos arcos se ha enfriado hasta temperaturas del orden de 1×10^6 K. Figura tomada de (Lang, 2009).

3.4. Modelo de una fulguración solar

Aunque son varios modelos los propuestos para ilustrar la estructura y emisión de una fulguración solar (un compendio de figuras e ilustraciones realizado por Hugh Hudson puede encontrarse en <http://solarmuri.ssl.berkeley.edu/~hhudson/cartoons/>) todos comparten unas características comunes como la ubicación del lugar donde ocurre la reconexión magnética sobre el arco coronal, los lugares de emisión de rayos X duros; y el movimiento ascendente del gas coronal por efecto de “evaporación” cromosférica. La siguiente figura resume la estructura básica de una fulguración solar.

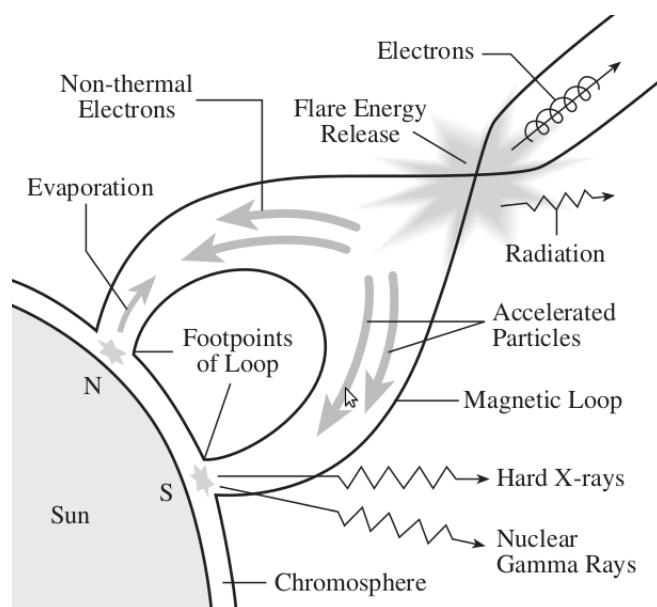


Figura 3-6.: Modelo básico de una fulguración solar. Se muestran los lugares de emisión en rayos X suaves y duros, así como el sitio de reconexión sobre el arco magnético. Figura tomada de (Lang, 2009).

De acuerdo al modelo que se muestra en la figura 3-6, la energía liberada por una fulguración ocurre en la fase impulsiva en la región de discontinuidad del campo magnético en el cual ocurre la reconexión. La reconexión magnética ocurre encima del arco coronal; en este sitio está la lámina de corriente donde electrones, protones e iones serán acelerados por el campo eléctrico al interior de esta lámina. Producto de esta aceleración se producen rayos X duros, y los electrones acelerados serán inyectados en el arco coronal donde seguirán las nuevas líneas de campo magnético producto de la reconexión, lo cual producirá una fuerte emisión en radio debido a su movimiento sincrotrónico.

Como se comentó previamente, a medida que los electrones ingresan en capas más profundas

de las cromosfera empiezan a ser desacelerados y emiten nuevamente en rayos X duros los cuales marcan las bases del arco coronal. El paso y desaceleración de los electrones calienta aún más el material cromosférico que empieza a moverse hacia arriba del arco, llenándolo de material caliente que irá emitiendo en rayos X suaves en la fase de decaimiento de la fulguración.

El sitio de aceleración ha sido confirmado por Aschwanden por medio de observaciones de pulsos de emisión en rayos X duros (Lang, 2009), los cuales muestran una diferencia temporal con la emisión de rayos X en las bases. Esta diferencia se justifica si se considera como un tiempo de vuelo de los electrones desde el lugar de aceleración hasta las bases. Las observaciones muestran que el sitio de aceleración se encuentra un 50 % más alto que el pico del arco coronal (Lang, 2009). Aschwanden también confirmó el sitio de aceleración al inferir la ubicación por el movimiento ascendente y descendente de los haces de electrones.

4. Mecanismo de aceleración DC

Uno de los principales objetivos del estudio de las fulguraciones solares es determinar en qué se invierte la energía liberada en dichos procesos explosivos. Las observaciones sugieren que una importante parte de la energía (10%-30%) liberada en una fulguración solar es invertida en acelerar partículas (electrones, protones, iones) a velocidades muy superiores a las velocidades térmicas asociadas a la temperatura del plasma del lugar de la fulguración. Los otros procesos en los cuales se invierte la energía liberada es en el calentamiento del plasma, el movimiento cinemático en masa del plasma coronal y en emisión de radiación en rayos X blandos y duros, radio, extremo ultravioleta, entre otros. Un campo activo de investigación es analizar qué mecanismos de aceleración pueden dar cuenta de las energías asociadas a las partículas aceleradas, entre estos, se encuentran la aceleración por un campo eléctrico directo (aceleración DC), aceleración estocástica y aceleración por ondas de choque. Este trabajo está centrado en el estudio del primer tipo de aceleración ya que se cree que es el mecanismo más probable de aceleración en la corona (lugar de liberación de la energía de una fulguración solar) ((Benz, 2002), (Foukal and Hinata, 1991), (Litvinenko and Somov, 1995)). En la corona inferior y la cromosfera es más eficiente la aceleración por medio de ondas de choque ((Decker and Vlahos, 1986), Cargill, Goodrich, & Vlahos 1988).

El principio de aceleración DC es muy básico; las partículas cargadas son aceleradas por un campo eléctrico uniforme y constante al interior de una lámina de corriente (current sheet). Si bien los campos magnéticos en el interior de la lámina de corriente no pueden hacer trabajo sobre las partículas cargadas y por ende cambiar directamente la energía cinéticas de las mismas, sí cumplen un papel crucial en la estabilidad de dichas partículas durante su aceleración, aumentando o disminuyendo su tiempo de permanencia en la lámina de corriente, es decir, aumentando o disminuyendo su tiempo de aceleración. El nombre DC hace referencia a que el campo eléctrico que se genera en el interior de la lámina de corriente es estático (no cambia en dirección ni magnitud) similar al que se produce en el interior de un conductor por el que se hace pasar una corriente directa.

El mecanismo de aceleración por un campo eléctrico DC está ligado a la topología de los campos eléctrico y magnético al interior de una lámina de corriente, que a su vez depende del proceso de reconexión magnética que libera energía en estas estructuras en una fulguración solar. Si bien el principio de la aceleración DC es muy sencillo, es necesario realizar una breve descripción del proceso de reconexión magnética y la topología de los campos magnético y

eléctrico en el interior de la lámina de corriente.

4.1. Reconexión magnética

Las observaciones y modelos teóricos indican que las enormes energías asociadas a una fulguración solar tienen su origen en las energías almacenadas en los campos magnéticos en la corona que se liberan cuando las líneas que hacen parte de flujos magnéticos opuestos se reconectan. La teoría subyacente al proceso de reconexión magnética es muy extensa y compleja, y es aún un campo abierto de trabajo e investigación, por lo que está fuera de los límites de este trabajo una descripción detallada del fenómeno. Se describirá por lo tanto los aspectos generales y cualitativos del proceso para una comprensión básica del mecanismo de aceleración DC.

Las fulguraciones solares ocurren casi siempre en las regiones activas de El Sol, las cuales se caracterizan por tener una compleja topología de los campos magnéticos, y entre más compleja sea esta topología más probable es que ocurra una fulguración solar (Bhatnagar and Livingston, 2005). Es entonces evidente que tiene que haber una relación entre los campos magnéticos en estas regiones y la generación de una fulguración; el interrogante es cómo la energía almacenada en estos campos magnéticos puede ser repentinamente liberada. En la corona se observan estructuras en formas de arco que conectan regiones de polaridad opuesta a nivel de la fotosfera (Bhatnagar and Livingston, 2005); estos arcos producen un exceso de energía magnética libre (free magnetic energy) la cual se considera suministra la potencia para una fulguración solar. La energía magnética libre es la diferencia entre la energía magnética total en una región y la energía magnética asociada a campos magnéticos potenciales o libre de fuerzas (force-free field). Estos campos reciben su nombre debido a que su rotacional es nulo ($\nabla \times \vec{B} = 0$). A los campos magnéticos potenciales se les asocia un campo escalar potencial $\Psi(x, t)$ tal que, $\vec{B} = \nabla \Psi$ (Benz, 2002). Debido a los movimientos convectivos de la fotosfera y a la rotación diferencial del sol (recordando que los campos magnéticos son producidos en el interior del sol por el efecto dynamo), las bases de los arcos coronales (foot points) experimentan fuerzas de cizalladura, se tuercen y entrelazan, lo cual se ve reflejado en los mismos efectos en la estructura del arco. Estos procesos explican por qué los campos magnéticos coronales están continuamente bajo un proceso de estrés y por lo tanto tienen que ajustarse, reestructurando los campos magnéticos a gran escala por medio de la reconexión magnética (Aschwanden, 2006).

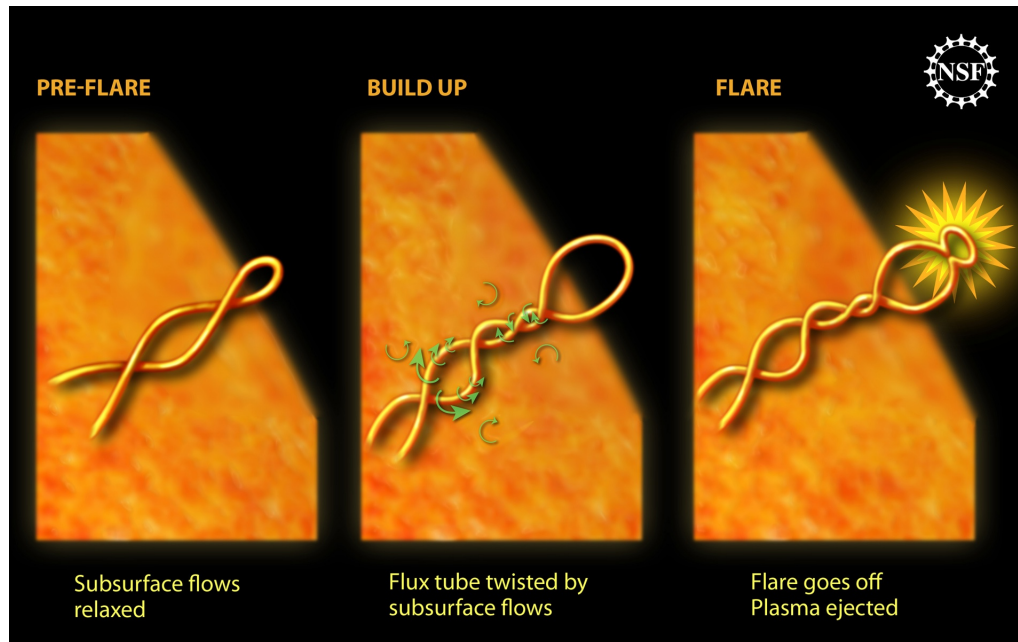


Figura 4-1.: Representación de la torsión de las líneas de campo magnético de un arco coronal. Figura tomada de <http://www.aip.org/tip/INPHFA/vol-9/iss-6/p18.html>

Los cambios que puede experimentar un arco a su vez pueden llegar a producir que un volumen de plasma coronal con una orientación particular de las líneas de campo magnético que lo conforman, pueda estar muy cerca de otro volumen que contenga líneas de campo magnético en dirección opuesta. Si estos flujos magnéticos opuestos se acercan aún más, pueden lograr que las líneas de campo se “reconecten” produciendo líneas de campo magnético que tienen ahora un sólo sentido. Ahora, no sólo por las deformaciones que pueda tener la estructura de un arco se puede dar la reconexión; también puede darse cuando un nuevo sistema de flujo magnético es empujado contra otro preexistente, o cuando una nueva región emergente de flujo magnético es empujada a través de la cromosfera hacia arriba en campo magnético coronal preexistente. El campo magnético en dichas regiones se considera como no potencial, es decir hay presencia de corrientes eléctricas en la frontera y perpendicular a las líneas de campo magnético (Bhatnagar and Livingston, 2005). Esta frontera entre líneas de campo magnético antiparalelas es lo que se denomina como lámina de corriente (current sheet), de la cual posteriormente se describirá la topología de los campos adoptada en este trabajo. El campo magnético a lo largo de la longitud de estas láminas de corriente debe necesariamente caer a cero en su nivel medio para permitir un cambio en la orientación de las líneas de campo magnética, de tal forma que sean antiparalelas (Aschwanden, 2006). Debido a que la conductividad del plasma es muy alta, la corriente fluirá sin problemas a través de la lámina de corriente, aunque pueden existir regiones con la suficiente resistividad para producir la difusión o desaparición del campo magnético además de un sobre-calentamiento del plas-

ma, razón por la cual la reconexión sólo puede ocurrir a través de regiones con muy poca resistividad. Además que los cálculos aproximados basados en la temperatura del plasma y el tiempo de la liberación de la energía, estiman que la lámina de corriente debería tener máximo un espesor de 1 km, lo cual está más allá de la resolución posible de los satélites existentes (Bhatnagar and Livingston, 2005). Es por esto que los modelos de reconexión y de la topología de una lámina de corriente son teóricos, pero de los cuales es posible observar de manera indirecta algunas de sus consecuencias.

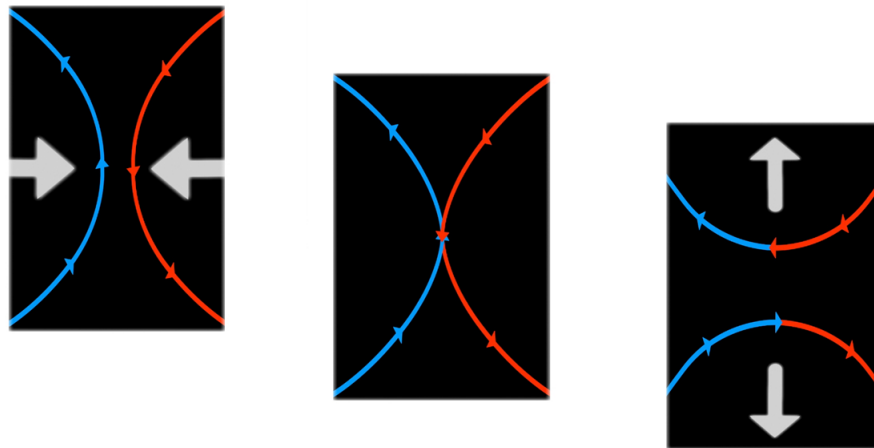
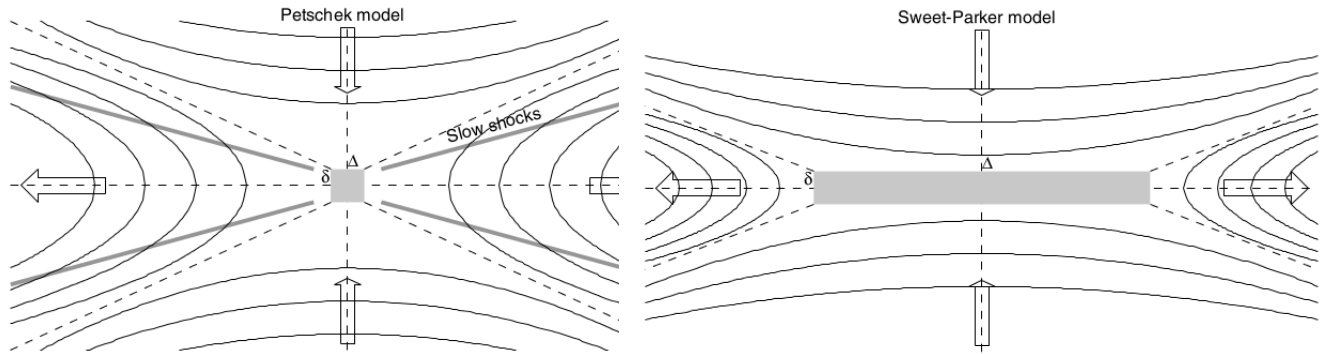


Figura 4-2.: Reconexión magnética. Líneas de campo magnéticos opuestas que se acercan (movimiento de plasma) se realinean en una nueva configuración. Figura tomada de <http://phys.org/news/2013-07-heart-space-weather-action.html>

Los modelos más simples de reconexión magnética son aquellos en los que la estructura magnética se describe en dos dimensiones, de estos los principales son el modelo de Petschek y el modelo de Sweet-Parker. En el *modelo de Petschek* propuesto en 1964 (figura 4-3a) dos campos magnéticos opuestos ligeramente convexos son empujados uno con respecto al otro tal que las líneas centrales forman una figura en forma de X en el centro de la región de difusión (indicado mediante un rectángulo de líneas discontinuas). Es en la región de difusión donde ocurre la reconexión donde el movimiento de plasma lleva líneas de campo a ser reconectadas y las nuevas líneas (líneas reconectadas) se mueven a lo largo de la longitud de la lámina de corriente. Este movimiento del plasma es posible gracias a que el parámetro β (cociente entre la presión del plasma y la presión magnética) del plasma es mucho mayor que la unidad, además este movimiento es canalizado hacia los flujos salientes a lo largo de

la longitud de la lámina de corriente. Fuera de la región de difusión el parámetro β cae a valores menores que la unidad y el flujo magnético se congela.



(a) Modelo de Petschek de reconexión magnética. Figura tomada de (Aschwanden, 2006). (b) Modelo de Sweet-Parker de reconexión magnética. Figura tomada de (Aschwanden, 2006).

Figura 4-3.: Modelos de reconexión magnética 2D. Las regiones grises corresponden a las regiones de difusión.

El modelo de *Sweet-Parker* (ver figura 4-3b) es similar al modelo de Petschek con la diferencia que la región de difusión es mucho más larga que ancha lo cual hace que sea una región más extensa. La dificultad con este modelo es que la tasa de reconexión es demasiado baja para explicar la disipación magnética en fulguraciones solares, mientras que el modelo de Petschek es tres órdenes de magnitud más rápida debido a que la longitud de la lámina de corriente es más corta, por lo tanto el tiempo de propagación a través de la región de difusión es mucho menor (Aschwanden, 2006).

4.2. Topología de los campos magnético y eléctrico

La fuente de energía de una fulguración solar proviene de la energía libre del campo magnético en la zona de reconexión, la energía es liberada mediante el proceso de reconexión magnética que ocurre en una región de discontinuidad del campo magnético: la lámina de corriente. En la sección anterior se comentó como el proceso de reconexión magnética cambia la topología del campo magnético, lo que se discutirá ahora son los principales modelos para el campo magnético y eléctrico (responsable de la aceleración de las partículas) en el interior de una lámina de corriente.

La dinámica de las partículas cargadas al interior de la lámina de corriente está deter-

minada por la topología de los campos eléctrico y magnético en su interior. Dicha topología es consecuencia del proceso de reconexión magnética en el lugar donde se va a originar una fulguración solar que es precisamente la lámina. En este trabajo no se estudia la forma en que se lleva a cabo dicho proceso, se estudia (por medio de una simulación) la dinámica de las partículas en base a unos modelos de la topología del campo electromagnético que se considera consistente con el proceso de reconexión, particularmente se trabaja con los modelos de Litvinenko (Litvinenko, 1996) y Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004) que incluyen las características principales de la mayoría de modelos aceptados para una lámina de corriente. Estos dos modelos tienen en común la existencia de un campo eléctrico constante en dirección de la longitud de la lámina de corriente y la presencia de una componente del campo magnético en la misma dirección. Otros autores por ejemplo Martens (Martens and Young, 1990) no considera en su modelo una componente del campo magnético longitudinal. A continuación se describirá las topologías propuestas por Litvinenko y Zharkova, junto con los parámetros involucrados en estos modelos.

4.2.1. Topología propuesta por Litvinenko

Litvinenko en su artículo de 1996 (Litvinenko, 1996), propone la siguiente topología para el campo electromagnético al interior de la lámina de corriente:

$$\vec{E} = (0, 0, E_0) \quad (4-1)$$

$$\vec{B} = (-y/a, \xi_{\perp}, \xi_{\parallel}) B_0 \quad (4-2)$$

estas expresiones son simplemente los primeros términos no nulos de la expansión de Taylor (del campo magnético) cerca del plano $y = 0$ (Litvinenko, 1996). En el caso del campo magnético, $B_x = -(y/a)B_0$ es la componente de reconexión del campo magnético, la cual disminuye (en magnitud) en cuanto más cerca se este del semiplano $y = 0$, siendo nula en ese valor en particular. Esta componente del campo se invierte en cuanto se cruza el plano $y = 0$ de la lámina de corriente, y aumenta (en magnitud) conforme se aleja de este plano. $B_y = \xi_{\perp}B_0$ es la componente perpendicular del campo magnético al plano de la lámina de corriente, el cual es uniforme en su interior y donde ξ_{\perp} es una constante de proporcionalidad con la componente principal del campo de reconexión B_0 y a es el semi-espesor de la lámina. La componente longitudinal del campo $B_z = \xi_{\parallel}B_0$ es también uniforme en el interior de la lámina, donde igualmente ξ_{\parallel} es una constante de proporcionalidad. El campo eléctrico es uniforme $E_z = E_0$ y está dirigido a lo largo de la longitud de la lámina. Un diagrama esquemático de esos campos es como se muestra en la figura 4-4.

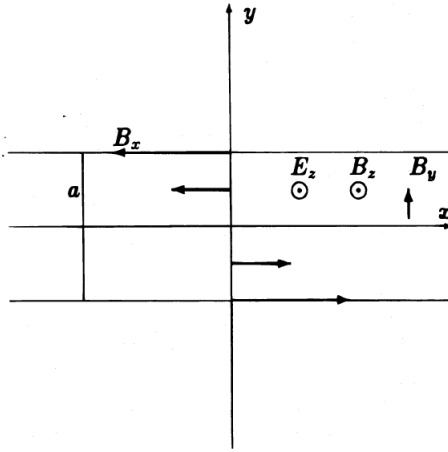


Figura 4-4.: Campos magnéticos y eléctricos en el interior de la lámina de corriente. Figura tomada de (Litvinenko, 1996)

Esta topología del campo magnético corresponde a regiones lejanas del punto X, debido a que la componente perpendicular del campo magnético B_y es uniforme y la longitud de aceleración de las partículas es lo suficientemente pequeña en comparación con las dimensiones de la lámina de corriente (Litvinenko, 2003). Las líneas de campo magnético tendrían el aspecto que se muestra en la siguiente figura:

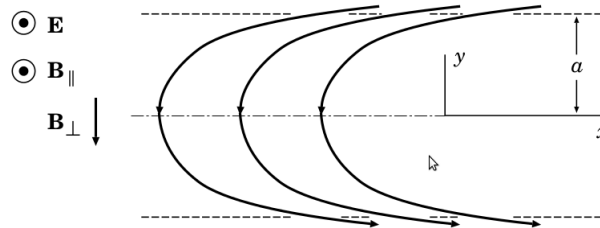


Figura 4-5.: Líneas de campo magnético según la topología propuesta por Litvinenko. En el caso de la figura (realizada por Somov), la región de simulación está a la derecha del punto X, en este trabajo la región de simulación está a la izquierda del punto X por lo que las líneas deben ir en sentido opuesto a las que se muestran. Figura tomada de (Somov, 2006a).

Los valores de los parámetros dados por Litvinenko (Litvinenko, 1996) para este modelo son los siguientes: semi-espesor de la lámina de corriente $a = 1.00$ m, magnitud del campo eléctrico $E_0 = 1000$ V/m, magnitud campo magnético de reconexión $B_0 = 1.0 \times 10^{-2}$ T, componente perpendicular del campo magnético $B_y = 0.01B_0 = 1 \times 10^{-4}$ T, componente longitudinal del campo magnético $B_z = 1.0B_0 = 1 \times 10^{-2}$ T.

4.2.2. Topología propuesta por Zharkova (regiones distantes del punto X)

La topología propuesta por Zharkova en su trabajo de 2004 (Zharkova and Gordovskyy, 2004), es muy similar a la propuesta de Litvinenko en el sentido de que las componentes perpendicular y longitudinal del campo magnético son uniformes y constantes, y en asumir un campo eléctrico con igual características. La principal diferencia se presenta en la componente tangencial del campo magnético B_x donde su variación se describe por medio de una función hiperbólica. Al igual que Litvinenko, Zharkova al utilizar una componente perpendicular (al plano de la lámina de corriente) del campo magnético constante está asumiendo que se modela regiones distante al punto X. La topología de los campos electromagnéticos propuesta por Zharkova en este modelo es la siguiente:

$$\vec{E} = (0, 0, E_0) \quad (4-3)$$

$$\vec{B} = (\tanh(-y/a), \xi_{\perp}, \xi_{\parallel}) B_0 \quad (4-4)$$

La estructura y líneas de campo es semejante a la que se presenta la figura 4-6

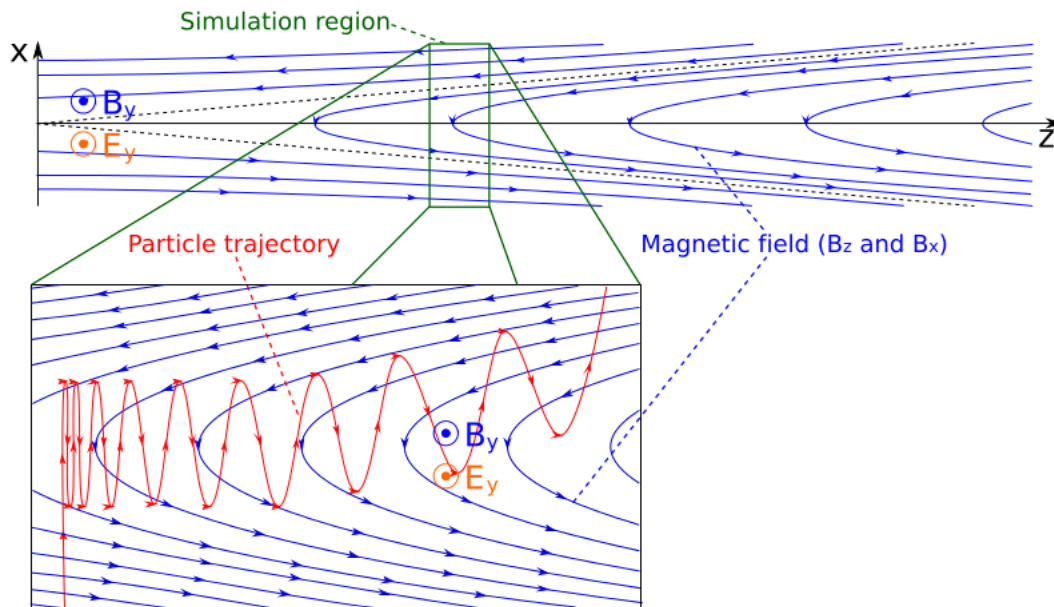


Figura 4-6.: Líneas de campo magnético según la topología propuesta por Zharkova. Se indica la topología usada para su simulación y una trayectoria típica de una partícula a través de la misma. La elección de los ejes es diferente para Zharkova con respecto a la utilizada en este trabajo, en este trabajo el eje x es el eje y , el eje y es el eje z y el eje z es el eje x . Figura tomada de (Zharkova and Gordovskyy, 2005).

Los valores de los parámetros en este modelo son los siguientes: $a = 10.0, 30.0, 100$ m (Zharkova toma 3 valores del semi-espesor de la lámina de corriente para su simulación), $E_0 = 100$ V/m, $B_0 = 1.0 \times 10^{-2}$ T, $B_y = 0.01B_0 = 1 \times 10^{-4}$ T, $B_z = 1.0B_0 = 1 \times 10^{-2}$ T.

4.2.3. Constancia y uniformidad de B_y y B_z

El proceso de reconexión magnética es un proceso muy dinámico por lo que es natural preguntarse si en verdad el campo magnético no varía con el tiempo en el interior de la lámina de corriente. El hecho fundamental al utilizar topologías como la de Litvinenko o de Zharkova es la escala de longitud de aceleración de las partículas y el tiempo en que tarda dicha aceleración. Bajo las condiciones de una fulguración solar la longitud de aceleración es pequeña comparada con los parámetros globales (Litvinenko, 2003).

Litvinenko (Litvinenko, 2003) hace énfasis en que el campo magnético en el interior de la lámina de corriente no es ni constante, ni uniforme. Las líneas de campo magnético reconectadas están entrando y saliendo continuamente en la lámina de corriente con una rapidez del orden de la rapidez de Alfvén (Litvinenko, 2003). Debido a esto, la componente perpendicular del campo magnético no es uniforme y depende de x , $B_y = B_y(x)$, alcanzando su máximo valor cuando $x = b$, donde b es el semi-ancho de la lámina de corriente que es aproximadamente igual a su longitud l (Litvinenko, 2003). Litvinenko menciona que si el semi-ancho de la lámina de corriente es mucho mayor que su semi-espesor ($b \gg a$), esta componente varía lentamente a lo largo de x por lo que se puede asumir constante B_y en la trayectoria de una partícula cargada (Litvinenko, 2003) donde también se tiene en cuenta que el tiempo de aceleración es muy pequeño. En fulguraciones típicas la energía es disipada en intervalos entre $10 - 10^2$ s, ahora como se presentará más adelante los tiempos de permanencia de electrones y protones están en el rango de $10^{-6} - 10^{-3}$ s, correspondiendo a los protones los tiempos de permanencia mayores. De igual forma en base a resultados obtenidos, los valores máximos de distancias recorridas por electrones y protones son del orden 1.0×10^4 m, que comparados con una longitud de $l = 100$ Mm (escala de longitud de una región activa, Litvinenko (Litvinenko, 2003)), comprueba que son válidas las aproximaciones de considerar el campo magnético constante e uniforme en la lámina de corriente durante la simulación. Los mismos argumentos aplicables para las componentes perpendicular y longitudinal del campo magnético son válidos para el campo eléctrico.

4.3. Intervalo de energías esperadas

Un aspecto importante del estudio de la aceleración de electrones y protones es analizar si las energías alcanzadas por dichas partículas son lo suficientes para explicar la emisión en rayos X duros observadas en fulguraciones solares e inclusive la emisión en rayos gamma. A

su vez es también importante comparar las energías alcanzadas por la simulación aquí presentada con los modelos de otros autores con el fin de comparar los resultados. Varios autores han estimado las energías necesarias para explicar las observaciones en rayos X, ya sea directamente de estas o han realizado los cálculos teóricos y numéricos de las estimaciones de estas energías. Estos cálculos se basan en diferentes topologías del campo magnético al interior de la lámina de corriente así como de los parámetros involucrados (magnitud del campo eléctrico, dimensiones de la lámina de corriente, etc...). En esta sección se presenta un breve recuento de las estimaciones de la energía de eyección de electrones y protones de los principales trabajos que tratan sobre la aceleración DC, así como de las obtenidas de las simulaciones que hicieron uso de este mecanismo de aceleración.

Estimaciones de la energía necesaria a la cual deben ser acelerados electrones y protones para explicar la emisión en rayos X han sido dadas por Martens, Somov y Litvinenko, con base a las observaciones o modelos teóricos. Martens (Martens and Young, 1990) citando el trabajo de Lin y Schwartz (Lin and Schwartz, 1987) menciona que la energía media de los electrones deber ser de aproximadamente 30 keV y de 200 keV para los protones, para explicar la emisión en rayos X duros como resultado del impacto del haz de partículas en la cromósfera densa (Martens and Young, 1990). Ahora, Somov (Somov, 1992) establece como cota inferior para la energía de los electrones acelerados 20 KeV y para los protones 20 MeV. Litvinenko (Litvinenko, 1996) también cita los 20 KeV como energía mínima necesaria pero para los protones establece un rango entre los 0.1-10 Mev que explicaría también la emisión en rayos gamma.

Zharkova, Gontiakakis, entre otros, han realizado simulaciones de acuerdo a sus respectivos modelos para calcular la energía de eyección de electrones y protones bajo el mecanismo de aceleración mediante un campo eléctrico uniforme y constante (aceleración DC). Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004) (cuya topología si considera el campo magnético longitudinal) con su modelo obtiene energías para los electrones en el rango de los 10-100 keV y en el rango de los 100 keV-1 MeV para los protones, donde las variaciones en la energía de eyección se deben principalmente del ancho de la lámina de corriente (Zharkova and Gordovskyy, 2004), (Siversky and V., 2009). Gontikakis (Gontikakis et al., 2007) obtiene energías para los electrones en el rango de 100-1000 keV, y de 10-100 MeV en un modelo en el cual las partículas son aceleradas por múltiples láminas de corriente (Gontikakis et al., 2007).

Litvinenko propone un modelo analítico para analizar las energías alcanzadas por electrones y protones bajo este mecanismo de aceleración. Litvinenko afirma que si el campo magnético longitudinal B_z es mayor que un campo longitudinal crítico $B_{z(crit)}$, el movimiento de las partículas es adiabático y la partículas son “magnetizadas” de tal forma que reduce el efecto del campo magnético transversal que tiende a expulsarlas rápidamente de la lámina de corriente (Litvinenko, 1996). En base a un tratamiento analítico de las ecuaciones de movimiento

de las partículas junto con el uso de técnicas perturbativas y los trabajos de Speiser (Speiser, 1984), Litvineko propone una expresión para calcular el valor del campo magnético crítico, la cual está dada por:

$$B_{z(crit)} = \sqrt{\frac{mc^2 EB_0}{eaB_y}} \quad (4-5)$$

donde m y e son la masa y carga del electrón respectivamente, c la rapidez de la velocidad de la luz, E la magnitud del campo eléctrico al interior de la lámina de corriente, B_0 la magnitud del campo magnético de reconexión, a el semi-espesor de la lámina de corriente y B_y la magnitud del campo magnético perpendicular al plano del current sheet. Si el campo magnético longitudinal es mucho mayor que el campo crítico 4-5 Litvinenko (Litvinenko, 1996) afirma que la máxima energía que puede obtener un electrón está dada por:

$$K_{max} = \frac{B_z}{B_y} eaE \quad (4-6)$$

Las ecuaciones 4-5 y 4-6 están en unidades cgs. Para valores de $E = 100$ V/m, $B_z = 1.0 \times 10^{-2}$ T, $B_y = 1.0 \times 10^{-4}$ T, $a = 10$ m (parámetros utilizados en las simulaciones posteriores), los valores del campo magnético crítico y energía máxima de los electrones son: $B_{z(crit)} = 7.54 \times 10^{-5}$ T $\approx 1.00 \times 10^{-4}$ T, $K_{max} = 100$ keV.

Para los protones el campo longitudinal crítico con los parámetros anteriores es de $B_{z(crit)} = 3.23 \times 10^{-3}$ T, sin embargo la fórmula 4-6 sólo aplica para los electrones Litvinenko (1996). Sin embargo, para tener una estimación de la energía de los protones, Litvinenko afirma que si el campo magnético longitudinal es muy pequeño la energía tanto de electrones como de protones se puede calcular con la ecuación (Litvinenko, 1996):

$$K_{max} = 2mc^2 \left(\frac{E}{B_y} \right)^2 \quad (4-7)$$

Para protones con $E = 100$ V/m y $B_y = 1.0 \times 10^{-4}$ T, la energía de eyección de acuerdo a la ecuación 4-7 es de 20.89 keV, mientras que para electrones la energía es de tan solo 11.37 eV. Esta energía de los electrones es mucho menor que el 1 keV mínimo para explicar la emisión en rayos X duros, pero debido a que la energía es proporcional a la masa esta expresión permite explicar la aceleración hasta los MeV (Litvinenko, 2003). Litvinenko con la expresión 4-7 con un campo eléctrico de 300 V/m obtiene energías para los protones de aproximadamente 200 keV (Litvinenko, 2003).

Finalmente, con base a las estimaciones, cálculos teóricos, resultados numéricos de simulaciones de diferentes autores en artículos y textos, establecemos un intervalo de energías a los cuales se espera deben ser acelerados electrones y protones para poder llegar explicar la emisión en rayos X duros:

$$10 \text{ KeV} \lesssim K_{\text{electrones}} \lesssim 1000 \text{ keV} \quad (4-8)$$

$$100 \text{ KeV} \lesssim K_{\text{protones}} \lesssim 100 \text{ MeV} \quad (4-9)$$

5. Dinámica al interior de una lámina de corriente: Fundamentos y simulación

En este capítulo se describe las condiciones en las cuales se simuló el movimiento de electrones y protones al interior de la lámina de corriente durante una fulguración solar, tales como la topología de los campos magnético y eléctrico y el por qué no se considera la resistividad del ambiente coronal. A su vez se analiza los efectos de deriva que se presentan en el movimiento de estas partículas por la acción de la fuerza de Lorentz. Se continúa con la descripción del integrador numérico con el cual se simulan la trayectoria de las partículas así como su implementación en el lenguaje de programación Java.

5.1. Condiciones al interior de la lámina de corriente

Para la simulación la lámina de corriente se considera una caja vacía en cuyo interior la topología de los campos magnético y eléctrico es la usada por Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004), y donde el movimiento de los electrones y protones únicamente está determinado por la acción de la fuerza de Lorentz. Considerar que electrones y protones se mueven en una caja en la que únicamente hay campos eléctricos y magnéticos está basada en dos consideraciones: se simula el movimiento de una única partícula (es decir no se simula una distribución de partículas) que no se vea afectada por los campos inducidos por las demás partículas; y segundo, en su movimiento se desprecia cualquier resistencia por colisiones con otras partículas y(o) iones, lo que se conoce como movimiento no colisional.

5.1.1. Movimiento no colisional

En ausencia de un campo eléctrico externo el plasma está caracterizado por una distribución Maxwelliana de velocidades. Una partícula que se mueva en medio de un plasma experimentará una fuerza de arrastre (*drag force*) de origen colisional, la cual variará según la componente de la velocidad paralela a la dirección del movimiento (v_{\parallel}) como se muestra en la figura 5-1.

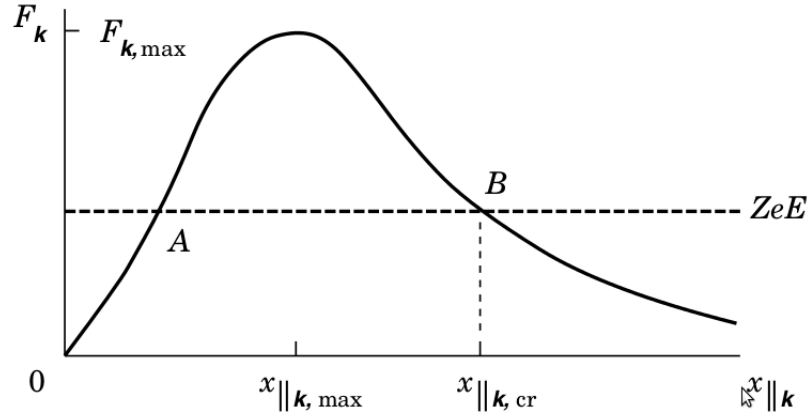


Figura 5-1.: Magnitud de la fuerza de arrastre sobre una partícula de prueba en función de su rapidez ($v_{||}$). $x_{||}$ es una variable adimensional definida por el cociente $x_{||} = v_{||}/v$, k hace referencia a la k -ésima partícula. Imagen tomada de (Somov, 2006b)

El campo eléctrico que es el responsable de la aceleración de la partícula, incrementará el valor de $v_{||}$ y como se observa en la figura 5-1 la fuerza de arrastre se irá incrementando hasta alcanzar un máximo y posteriormente irá disminuyendo cada vez más, tendiendo cada vez mas a cero. Esto ocurre cuando la rapidez de la partícula es mucho mayor que la velocidad térmica de las partículas en el ambiente coronal del campo y por ende la fuerza eléctrica excede en gran medida la fuerza de arrastre debido a las colisiones. Se dice entonces que las partículas son capaces de abandonar su distribución térmica (Somov, 2006b).

Existe una rapidez crítica v_{crit} para la cual las las partículas escapan de su distribución térmica, este valor crítico se determina igualando la fuerza eléctrica y la fuerza de arrastre (total) que experimentará una partícula. Para los electrones el campo eléctrico para el cual se igualan estas dos fuerzas recibe el nombre de campo eléctrico de Dreicer (*Dreicer electric field*) el cuál está dado por la siguiente ecuación:

$$E_{Dr} = \frac{4\pi e^3 \ln \Lambda n_e}{k_b T_e} \quad (5-1)$$

donde $\ln \Lambda = \ln \frac{3}{2e^3} \left(\frac{k_B^3 T^3}{\pi n_e} \right)^{1/2}$, k_B es la constante de Boltzmann, n_e la densidad de electrones y T_e la temperatura de la distribución térmica de electrones. En regiones de prefulguraciones y fulguraciones solares el campo eléctrico de Dreicer puede alcanzar valores de hasta 1 V/m (Holman, 2000). Ahora en las simulaciones realizadas con campo eléctrico constante, el valor del campo eléctrico usado fue de 100 V/m acorde a los valores reportados por Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004). Cuando se analizó la dependencia de la energía de eyección de los electrones con respecto a la magnitud del campo eléctrico, el

rango de variación fue de $0 \text{ V/m} < E < 300 \text{ V/m}$, por lo tanto en las simulaciones siempre se utilizaron valores del campo eléctrico muy superiores al de Dreicer (*super-Dreicer electric fields*). Debido a que la magnitud del campo eléctrico es mucho mayor que el de Dreicer se puede considerar que el movimiento de las partículas al interior de la lámina de corriente es no-colisional, por lo que es válida la aproximación de no considerar ninguna resistencia al movimiento de las partículas; es decir, el movimiento de las mismas únicamente está condicionado por la fuerza de Lorentz debido a los campos magnético y eléctrico en el interior de la lámina de corriente.

5.2. Integrador numérico para obtener la trayectoria de las partículas

Siendo ya especificadas las condiciones en las cuales se simuló el movimiento de una partícula cargada al interior de la lámina de corriente, podemos expresar la ecuación diferencial de movimiento en su forma vectorial al interior de la lámina de corriente durante la fulguración, obtenida de aplicar la segunda ley de Newton y la fuerza de Lorentz como única fuerza que actúa sobre las partículas como:

$$\frac{d^2\vec{r}(t)}{dt^2} = \frac{q}{m} \left(\vec{E}(\vec{r}) + [\vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{r})] \right) \quad (5-2)$$

La topología que se usó para los campos eléctrico \vec{E} y magnético \vec{B} fue la usada por Zharkova en (Zharkova and Gordovskyy, 2004) (ver 4.2.2):

$$\begin{aligned} E_x &= 0, & E_y &= 0, & E_z &= E_0 \\ B_x &= B_{x_0} \tanh(-y/d), & B_y &= B_{y_0}, & B_z &= B_{z_0} \end{aligned}$$

Para solucionar numericamente la ecuación 5-2 y determinar así la posición y velocidad de las partículas en el interior de la lámina de corriente se usó un método que combina el método conocido como *Leapfrog* junto con el método de *Boris*. Describiremos ahora brevemente estos métodos.

5.2.1. Método Leapfrog

La solución numérica de una ecuación diferencial de movimiento mediante diferencias finitas, consiste en determinar la velocidad en un instante t_n para luego mover la partícula una distancia finita. La aceleración de la partícula en un intervalo de tiempo muy pequeño Δt se puede expresar como:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} \approx m \frac{\vec{v}^{n+1} - \vec{v}^n}{\Delta t} = \vec{F}_{\text{Lorentz}} \quad (5-3)$$

El lado derecho de la ecuación es la fuerza de Lorentz que dependerá de la velocidad de la partícula. De esta manera se puede obtener la velocidad de la partícula en el tiempo t_{n+1} conociéndola en el tiempo t_n . Para determinar la posición, se expresa la velocidad como una velocidad promedio en un intervalo finito de tiempo:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\vec{r}^{n+1} - \vec{r}^n}{\Delta t} = \vec{v}^n \quad (5-4)$$

La posición en el tiempo t_{n+1} se determina conociendo la posición \vec{r}^n y la velocidad \vec{v}^n en el tiempo t_n .

El inconveniente de implementar una solución de esta forma se presenta con la energía, la cual no se conserva. Para un problema como un electrón oscilando alrededor de un ion estacionario a la frecuencia fundamental del plasma, la energía aumenta con cada oscilación como se puede ver en la figura 5-2.

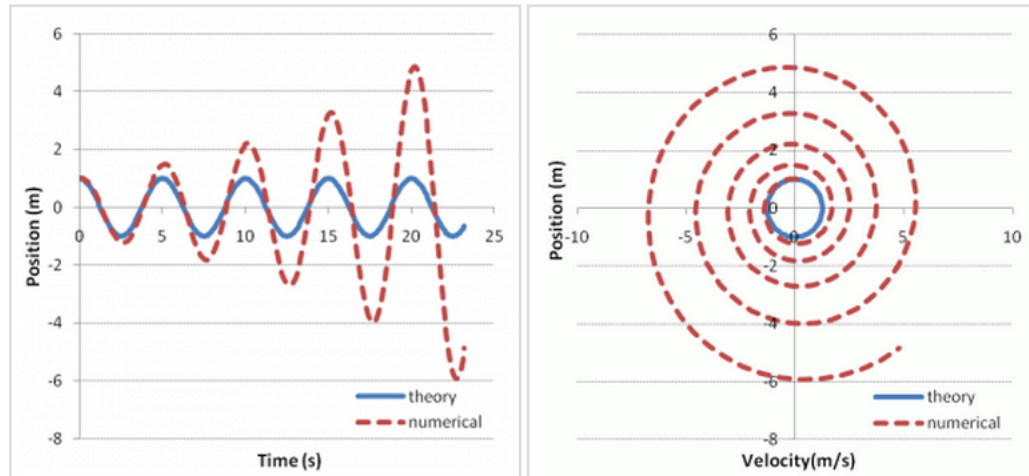


Figura 5-2.: Comparación entre la solución numérica y analítica de un oscilador armónico de un electrón en un ión estacionario. Imagen tomada de (Particle In Cell Consulting LLC, 2014).

En el método de *Leapfrog* en vez de mover la partícula de “ n ” a “ $n + 1$ ” usando la velocidad en n , se usa el promedio de las velocidades entre n y $n + 1$, es decir, en $n + 1/2$. El método debe su denominación por que se asocia con el salto de una rana, la velocidad “salta” sobre la posición en cada paso de integración, de tal forma que están desplazadas una con respecto a la otra por medio paso de integración como se observa en la figura 5-3.

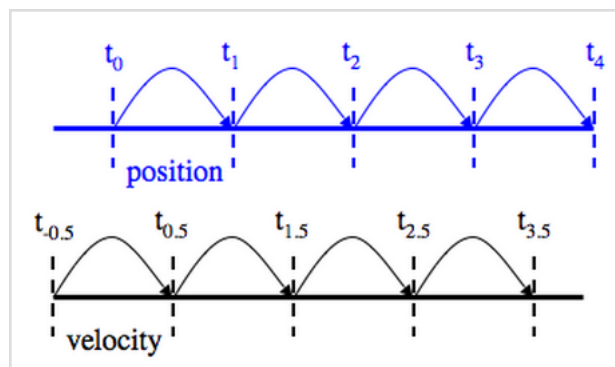


Figura 5-3.: Representación esquemática del método *Leapfrog*, la velocidad y la posición están desfasadas por medio paso de integración. Imagen tomada de (Particle In Cell Consulting LLC, 2014).

Una dificultad que se presenta en el momento de la implementación del método *Leapfrog*, es en la inicialización o carga de partículas en el inicio del programa, ya que tanto la posición y la velocidad se inicializarían en el mismo instante de tiempo. Para solucionar esta dificultad, se integra la velocidad de la partícula medio paso hacia atrás ($0.5dt$, donde dt es el intervalo de tiempo entre paso y paso) al momento de la inicialización.

5.2.2. Método de Boris

El método *Leapfrog* funciona bastante bien si la fuerza sobre las partículas no depende de la velocidad. Ahora, como las partículas cargadas experimentarán una fuerza ejercida por el campo magnético proporcional a la velocidad y cuyo efecto será cambiar su dirección, y por ende la fuerza de Lorentz será también dependiente de la velocidad; se presenta también el inconveniente con la conservación de la energía como se muestra en la figura 5-4.

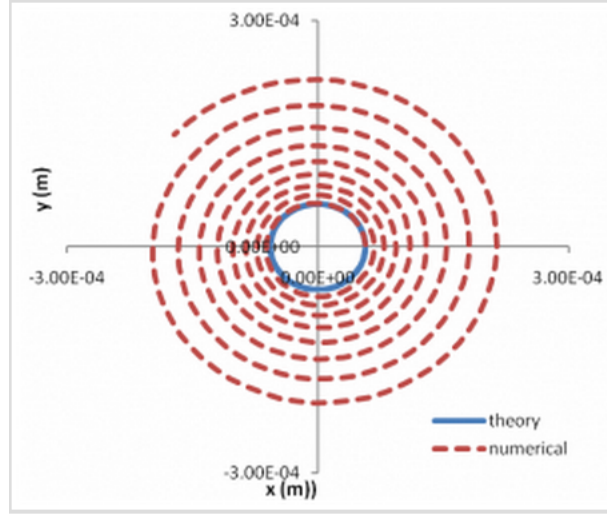


Figura 5-4.: Comparación entre la trayectoria de un electrón moviéndose en un campo magnético constante obtenida mediante el método de *Leapfrog* y la obtenida mediante solución analítica. El aumento en el radio de la trayectoria indica que la energía se está incrementando. Imagen tomada de (Particle In Cell Consulting LLC, 2014).

Para evitar estos problemas con la conservación de la energía en el movimiento de partículas en la presencia de campos eléctricos y magnéticos, el método estándar para el avance de partículas en cada paso de integración es el método desarrollado por Boris (Boris, 1970) para la rotación del vector velocidad, que se describirá a continuación.

En el espíritu del método *Leapfrog* se expresa la ecuación 5-2 como:

$$\frac{\vec{v}^{n+1/2} - \vec{v}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left[\vec{E} + \frac{\vec{v}^{n+1/2} + \vec{v}^{n-1/2}}{2} \times \vec{B} \right] \quad (5-5)$$

donde se ha reemplazado \vec{v} por el promedio de la velocidad en $t_{n-1/2}$ y $t_{n+1/2}$. Definiendo:

$$\vec{v}^{n-1/2} = \vec{v}^- - \frac{q\vec{E}}{m} \frac{\Delta t}{2} \quad (5-6)$$

$$\vec{v}^{n+1/2} = \vec{v}^+ + \frac{q\vec{E}}{m} \frac{\Delta t}{2} \quad (5-7)$$

Reemplazando $\vec{v}^{n-1/2}$ y $\vec{v}^{n+1/2}$ en la ecuación 5-5, se obtiene:

$$\frac{\vec{v}^+ - \vec{v}^-}{\Delta t} = \frac{q}{2m} (\vec{v}^+ + \vec{v}^-) \times \vec{B} \quad (5-8)$$

En la ecuación 5-8 se ha eliminado cualquier referencia explícita al campo eléctrico, por lo que esta ecuación sólo involucra rotaciones.

De acuerdo a las ecuaciones 5-6 y 5-7, primero se debe sumar la mitad del impulso debido al campo eléctrico a $\vec{v}^{n-1/2}$ para obtener \vec{v}^- , este vector se rota según la ecuación 5-8 para obtener \vec{v}^+ y a este se le suma la mitad restante del impulso eléctrico para obtener $\vec{v}^{n+1/2}$ (Birdsall and Langdon, 1991).

Se muestra ahora como determinar el ángulo de rotación del vector \vec{v}^- para ser el vector \vec{v}^+ . Teniendo en cuenta que

$$(\vec{v}^+ + \vec{v}^-) \times \vec{B} = (\vec{v}_\perp^+ + \vec{v}_\perp^-) B \quad (5-9)$$

donde \vec{v}_\perp^+ y \vec{v}_\perp^- son las componentes perpendiculares al campo magnético \vec{B} de los vectores \vec{v}^+ y \vec{v}^- , y haciendo uso de la figura 5-5 se deduce que

$$\left| \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right| = \frac{|\vec{v}_\perp^+ - \vec{v}_\perp^-|}{|\vec{v}_\perp^+ + \vec{v}_\perp^-|} \quad (5-10)$$

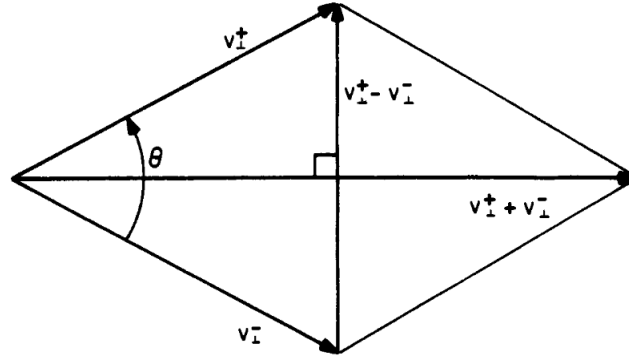


Figura 5-5.: Figura que me permite relacionar el ángulo de rotación con los vectores \vec{v}^+ y \vec{v}^- por medio de sus componentes perpendiculares \vec{v}_\perp^+ y \vec{v}_\perp^- . Figura tomada de (Birdsall and Langdon, 1991).

En base a la ecuación 5-9, la ecuación 5-8 se puede expresar como

$$\frac{\vec{v}_\perp^+ - \vec{v}_\perp^-}{\Delta t} = \frac{q}{2m} (\vec{v}_\perp^+ + \vec{v}_\perp^-) \vec{B} \quad (5-11)$$

despejando $\frac{|\vec{v}_\perp^+ - \vec{v}_\perp^-|}{|\vec{v}_\perp^+ + \vec{v}_\perp^-|}$ de la ecuación 5-11 se obtiene

$$\frac{|\vec{v}_\perp^+ - \vec{v}_\perp^-|}{|\vec{v}_\perp^+ + \vec{v}_\perp^-|} = \frac{qB \Delta t}{m \cdot 2} \quad (5-12)$$

Comparando las ecuaciones 5-10 y 5-12 se encuentra que

$$\left| \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right| = \frac{qB}{m} \frac{\Delta t}{2} \quad (5-13)$$

Ahora, definiendo un vector \vec{t} como:

$$\vec{t} \equiv -\hat{b} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{q\vec{B}}{m} \frac{\Delta t}{2} \quad (5-14)$$

donde $\hat{b} = -\frac{q\vec{B}}{m}$, se puede definir una rotación en forma vectorial mas conveniente (Birdsall and Langdon 1991) definida por Boris (Boris, 1970). Al vector \vec{v}^- se le suma un vector de tal forma que se obtiene el vector \vec{v}' dado por:

$$\vec{v}' = \vec{v}^- + \vec{v}^- \times \vec{t} \quad (5-15)$$

Este vector \vec{v}' es perpendicular a $(\vec{v}^+ - \vec{v}^-)$ y al vector \vec{B} como se muestra en la figura 5-6. Definiendo un vector \vec{s} paralelo a \vec{B} se obtiene el vector \vec{v}^+ a partir del vector \vec{v}' y el vector \vec{v}^- :

$$\vec{v}^+ = \vec{v}' + \vec{v}' \times \vec{s} \quad (5-16)$$

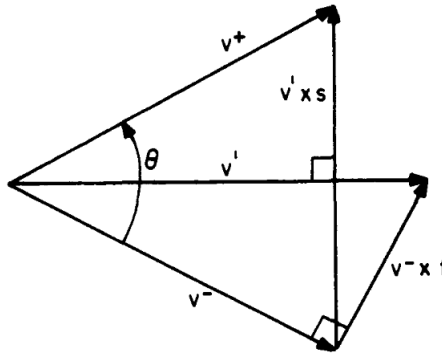


Figura 5-6.: Figura que me permite relacionar el ángulo de rotación con los vectores \vec{v}^+ y \vec{v}^- por medio de sus componentes perpendiculares \vec{v}'_{\perp} y \vec{v}^-_{\perp} . Figura tomada de (Birdsall and Langdon, 1991).

Mediante este método se busca es la rotación del vector \vec{v}^- , por lo tanto se debe asegurar que $|\vec{v}^-|^2 = |\vec{v}^+|^2$. Este requerimiento se cumple si el vector \vec{s} se define como:

$$\vec{s} = \frac{2\vec{t}}{1 + t^2} \quad (5-17)$$

Finalmente, la implementación del método de Boris se realiza en el siguiente orden:

1. Se obtiene primero \vec{v}^- sumándole la mitad de la aceleración a la velocidad inicial (del ciclo) usando la ecuación 5-6

$$\vec{v}^- = \vec{v}^{n-1/2} + \frac{q\vec{E}}{m} \frac{\Delta t}{2}$$

2. Se realiza la rotación del vector \vec{v}^- para obtener el vector \vec{v}^+ usando las ecuaciones 5-15 y 5-16

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

$$\vec{v}^+ = \vec{v}^- + \vec{v}' \times \vec{s}$$

3. Se suma la mitad restante de la aceleración para obtener el vector $\vec{v}^{n+1/2}$ usando la ecuación 5-7

$$\vec{v}^{n+1/2} = \vec{v}^+ + \frac{q\vec{E}}{m} \frac{\Delta t}{2}$$

5.3. Implementación del integrador numérico en Java

El lenguaje escogido para la implementación del código numérico fue Java, debido a que el código fuente del integrador numérico realizado por *Particle in Cell Consulting LLC (PIC-C)* está escrito en este lenguaje. *Particle in Cell Consulting LLC* es una compañía de Virginia (USA) especializada en el desarrollo de herramientas científicas para física de plasmas entre otras. PIC-C resalta algunas ventajas de implementar el integrador numérico en Java (Particle In Cell Consulting LLC, 2014):

- Su sintaxis es muy similar a C/C++, pero Java cuenta con una gran librería estándar que hace más fácil implementar procesos como la programación multihilo.
- La compilación es independiente de la arquitectura, tan sólo requiere tener la máquina virtual de Java instalada. Esto en particular es una diferencia importante con C/C++, ya que en el caso de la programación multihilo en C/C++ se requiere descargar librerías adicionales, compilarlas en la respectiva arquitectura y asegurar que se ejecutan correctamente en el espacio de trabajo en el que se escribe el código.

El código fuente del programa que se encuentra en el anexo es una adaptación al desarrollado por PIC-C para el estudio de la influencia de las variaciones del campo eléctrico, de las componentes del campo magnético, el semi-ancho de la lámina de corriente, entre otras.

El programa crea una única partícula en el campo electromagnético al interior de la lámina de corriente que ya se describió anteriormente. El campo magnético en la posición de la partícula es evaluado mediante la función `EvalB`, en el cuerpo de esta función se define la topología del campo magnético. Por medio de la función `UpdateVelocityBoris` se calcula la velocidad de la partícula en cada paso del programa con el método de Boris, para luego integrarse en el paso de tiempo escogido para obtener las componentes de la posición mediante la función `PushParticle`. Mediante un ciclo `for` se ejecuta cada paso de integración. La simulación de la trayectoria termina cuando la posición y de la partícula coincide con las del plano superior o inferior de la lámina de corriente. Cuando se quería analizar la variación de la energía de eyección con respecto a la variación de un parámetro en particular, por ejemplo la componente perpendicular del campo magnético; se usaban dos ciclos `for`, uno para simular una trayectoria con el valor del parámetro y el otro para variar el parámetro.

El programa tiene funciones para el manejo operacional de los vectores como lo son su suma, producto vectorial, cálculo de determinantes entre otros. Es de mi autoría la definición de las funciones para la evaluación de los campos eléctrico y magnético, la adaptación para la exportación de los datos en un archivo de texto con las cantidades de interés, el código para establecer cuando la partícula ha salido de la lámina de corriente, el necesario para determinar la energía cinética en el momento de la eyección y los ciclos `for` en los cuáles se varía la magnitud del campo eléctrico o las componentes del campo magnético entre otros. Con estos últimos se obtenían las gráficas de la variación de la energía con respecto a la variación de estos parámetros. Todas las gráficas se realizaron con el programa de línea de comandos *gnuplot*.

6. Validación del código

Es necesario antes de analizar los resultados obtenidos de la simulación, verificar que el código funciona correctamente y proporciona datos confiables. A continuación se presentan las comparaciones con resultados analíticos fundamentales como el movimiento de una partícula cargada en un campo magnético uniforme y con una aproximación realizada por Zharkova del movimiento de una partícula cargada de acuerdo a topología usada por ella (Zharkova and Gordovskyy, 2004). Realizadas las comparaciones que demuestran que el código arroja datos confiables se procederá al reporte de los resultados y discusión de los mismos en el siguiente capítulo.

6.1. Movimiento en un campo magnético uniforme sin campo eléctrico

La primera comprobación del buen funcionamiento del código, es la comparación con el caso bien conocido de la electrodinámica fundamental en el cual una partícula cargada se mueve en un campo magnético uniforme sin la presencia de un campo eléctrico. Es un ejercicio fundamental demostrar que la trayectoria de la partícula será una circunferencia, cuyo radio (giro-radio) está dado por la siguiente expresión:

$$r = \frac{mv}{qB} \tag{6-1}$$

siendo m la masa, v la rapidez y q la carga eléctrica de la partícula. B es la magnitud del campo magnético en el cual se mueve dicha partícula.

Utilizando unos de los valores usados por Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004), $B = 1 \times 10^{-4}$ T , siendo este el valor de la componente perpendicular del campo magnético B_y , $v = 6.74 \times 10^6$ m/s, este valor corresponde a la velocidad térmica de los electrones en la corona para una temperatura de 1×10^7 K, y con los valores de masa y carga del electrón en el sistema internacional ($q = 1.60 \times 10^{-19}$ C, $m = 9.11 \times 10^{-31}$ kg), se compara a continuación la trayectoria teórica y la obtenida con el código.

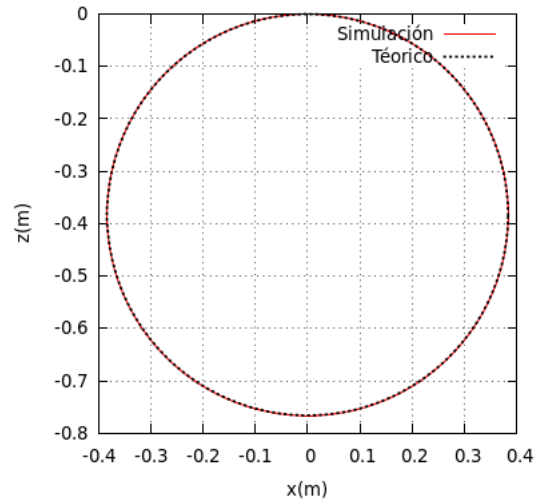


Figura 6-1.: Trayectoria de un electrón en un campo magnético constante de magnitud $B = 1 \times 10^{-4}$ T y rapidez $v = 6.74 \times 10^6$ m/s.

Como se observa en la figura **6-1**, la trayectoria obtenida de la solución analítica como la obtenida con el código del programa coinciden exactamente en el nivel de resolución de la gráfica. Es importante esta verificación por que permite compronar que el código se conserva la energía. Con los parámetros de Zharkova el radio de la circunferencia usando la ecuación 7-1 es

$$r_{teor} = 0.569 \text{ m}$$

el obtenido de medir el radio de la trayectoria obtenida de la simulación en la gráfica **6-1** es

$$r_{sim} = 0.565 \text{ m}$$

la diferencia es de tan sólo del 0.1 %.

6.2. Comparación con la primera aproximación de Zharkova

Realizadas las verificaciones básicas, es necesario comprobar que el código es confiable en las condiciones de una lámina de corriente. Las ecuaciones de movimiento de una partícula cargada en los campos electromagnéticos de una lámina de corriente no tienen solución analítica, sin embargo, Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004) propone una primera aproximación la cual si tiene una solución analítica. Esta solución se comparó con la obtenida por medio del código en las mismas condiciones.

La ecuación de movimiento de una partícula cargada en la presencia de campos eléctricos y magnéticos se obtiene por medio de la fuerza de Lorentz. La ecuación diferencial en su forma vectorial en unidades del sistema internacional como lo usa Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004) es:

$$\frac{d^2\vec{r}(t)}{dt^2} = \frac{q}{m} \left(\vec{E}(\vec{r}) + [\vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{r})] \right)$$

Recordando la configuración de los campos electromagnéticos utilizada por Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004):

$$E_x = 0, \quad E_y = 0, \quad E_z = E_0$$

$$B_x = B_{x_0} \tanh(-y/d), \quad B_y = B_{y_0}, \quad B_z = B_{z_0}$$

donde los valores ya citados de las componentes de los campos se discutirá todavía. Como se mencionó no existe solución analítica de la ecuación diferencial de movimiento con esa topología de los campos magnético y eléctrico, sin embargo, una primera aproximación utilizada por Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004) permite encontrar una solución analítica para determinar la trayectoria de las partículas dentro de la lámina de corriente. Ahora, como se mostrará a continuación, esta solución tiene un error en sus ecuaciones.

La primera aproximación a la que hace referencia Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004), consiste en despreciar en la ecuación de movimiento, las rápidas oscilaciones en el movimiento de una partícula cargada alrededor del plano medio de la lámina debido a la componente B_x ; esto implica considerar que $\frac{dy}{dt} = 0$. De esta forma las ecuaciones de movimiento se pueden expresar como:

$$\frac{d^2x_1}{dt^2} = -\frac{q}{m} \frac{dz_1}{dt} B_y$$

$$\frac{d^2z_1}{dt^2} = \frac{q}{m} \left(E_0 + \frac{dx_1}{dt} B_y \right) \tag{6-2}$$

donde el subíndice 1 indica que es la primera aproximación. Según Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004), las soluciones de esta primera aproximación pueden encontrarse integrando el sistema anterior y asumiendo que $y(t) = y(t=0)$ y $z(t=0) = x(t=0) = 0$. De esta forma el sistema de ecuaciones para las componentes de velocidad serían:

$$v_{x_1} = \frac{E_0}{B_y} \left[\cos \left(\frac{q}{m} B_y t \right) - 1 \right]$$

$$v_{y_1} = 0$$

$$v_{z_1} = \frac{E_0}{B_y} \sin \left(\frac{q}{m} B_y t \right) \tag{6-3}$$

y para las componentes del vector posición las ecuaciones serían:

$$\begin{aligned} x_1(t) &= \frac{E_0}{B_y} \left[\frac{m}{qB_y} \cos \left(\frac{q}{m} B_y t \right) \right] \\ y_1(t) &= y_1(t=0) \\ z_1(t) &= \frac{m}{q} \frac{E_0}{B_y^2} \left[1 - \cos \left(\frac{q}{m} B_y t \right) \right] \end{aligned} \quad (6-4)$$

Con los sistemas de ecuaciones (6-3) y (6-4), y con los valores de los parámetros involucrados se puede obtener la trayectoria analítica de las partículas dentro de la lámina bajo esta primera aproximación. Por lo tanto si se establecen las mismas condiciones se puede comparar con la trayectoria de las partículas obtenidas de la simulación, y así tener un argumento mas para comprobar el buen comportamiento del código. Sin embargo, como se verá a continuación estas ecuaciones no son correctas, por lo que se deducirán los sistemas de ecuaciones correctos que permitirán realizar la comparación con el código.

Siguiendo el procedimiento de Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004), se integrará el sistemas de ecuaciones (6-2). Expresando en términos de la componentes de velocidad el sistema de ecuaciones (6-2):

$$\frac{dv_{x_1}}{dt} = -\frac{q}{m} B_y v_{z_1} \quad (6-5)$$

$$\frac{dv_{z_1}}{dt} = \frac{q}{m} (E_0 + v_{x_1} B_y) \quad (6-6)$$

Derivando la ecuación (6-6) con respecto al tiempo,

$$\frac{d^2 v_{z_1}}{dt^2} = \frac{q}{m} B_y \frac{dv_{x_1}}{dt} \quad (6-7)$$

reemplazando la ecuación (6-5) en la ecuación (6-7),

$$\frac{d^2 v_{z_1}}{dt^2} + \left(\frac{q}{m} B_y \right)^2 v_{z_1} = 0 \quad (6-8)$$

La ecuación (6-8) corresponde al oscilador armónico simple. Para este caso su solución general la podemos expresar como

$$v_{z_1}(t) = A \sin \left(\frac{q}{m} B_y t + \phi \right) \quad (6-9)$$

donde A y ϕ son constantes a determinar de acuerdo a las condiciones iniciales. Previamente se indicó que las condiciones iniciales que especifica Zharkova (Zharkova and Gordovskyy,

2004) corresponden a las coordenadas de posición iniciales; Zharkova no especifica las velocidades iniciales necesarias para determinar las constantes A y ϕ . Sin embargo, de acuerdo al sistema de ecuaciones (6-3) se deduce que las condiciones iniciales de velocidad son $v_{x_1}(t = 0) = 0$ y $v_{z_1}(t = 0) = 0$ y por lo tanto $\phi = 0$. La ecuación (6-9) toma la forma

$$v_{z_1}(t) = A \sin\left(\frac{q}{m} B_y t\right) \quad (6-10)$$

Ahora,

$$\begin{aligned} \frac{dv_{x_1}}{dt} &= -\frac{q}{m} v_{z_1} B_y \\ \frac{dv_{x_1}}{dt} &= -\frac{q}{m} \left[A \sin\left(\frac{q}{m} B_y t\right) \right] B_y \end{aligned} \quad (6-11)$$

Integrando la ecuación anterior con respecto al tiempo y con base a la condición inicial $v_{x_1}(t = 0) = 0$,

$$v_{x_1}(t) = \frac{E_0}{B_y} \left[\cos\left(\frac{q}{m} B_y t\right) - 1 \right] \quad (6-12)$$

Integrando la ecuación (6-12) con respecto al tiempo y con base a la condición inicial $v_{x_1}(t = 0) = 0$, se obtiene

$$x_1(t) = \frac{E_0}{B_y} \left[\frac{m}{q B_y} \sin\left(\frac{q}{m} B_y t\right) - t \right] \quad (6-13)$$

De manera similar con la ecuación (6-10)

$$z_1(t) = \frac{m E_0}{q B_y^2} \left[1 - \cos\left(\frac{q}{m} B_y t\right) \right] \quad (6-14)$$

En resumen, el sistema de ecuaciones deducido para las componentes de velocidad es

$$\begin{aligned} v_{x_1}(t) &= \frac{E_0}{B_y} \left[\cos\left(\frac{q}{m} B_y t\right) - 1 \right] \\ v_{y_1}(t) &= 0 \\ v_{z_1}(t) &= A \sin\left(\frac{q}{m} B_y t\right) \end{aligned} \quad (6-15)$$

el cual coincide con las ecuaciones de Zharkova (6-3), sin embargo el sistema de ecuaciones para las componentes de posición

$$\begin{aligned} x_1(t) &= \frac{E_0}{B_y} \left[\frac{m}{q B_y} \sin\left(\frac{q}{m} B_y t\right) - t \right] \\ y_1(t) &= y_1(0) \\ z_1(t) &= \frac{m E_0}{q B_y^2} \left[1 - \cos\left(\frac{q}{m} B_y t\right) \right] \end{aligned} \quad (6-16)$$

no coincide con el de Zharkova (6-4), en la función correspondiente a $x_1(t)$.

Con el análisis anterior se pudo apreciar claramente como la solución a la ecuación diferencial de movimiento con la aproximación sugerida por Zharkova ($\frac{dy}{dt} = 0$), son el sistema de ecuaciones (6-15) y (6-16). La gráfica de la trayectoria de un electrón usando el sistema de ecuaciones (6-16), junto con las trayectoria obtenida con el código se presenta en la figura 6-2

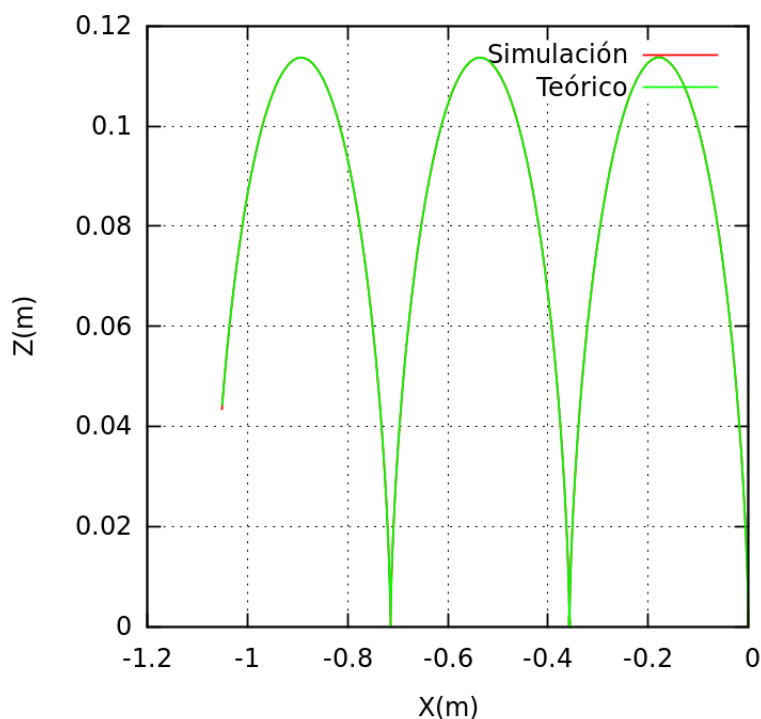


Figura 6-2.: Trayectoria de un electrón con la primera aproximación de Zharkova. Se comparan la trayectoria obtenida con el código y la obtenida con el sistema de ecuaciones (6-16)

De la figura 6-2 se observa como ambas trayectorias obtenidas, una obtenida con el sistema de ecuaciones (6-16) y la otra por medio del código, son prácticamente indistinguibles una de la otra.

Con esto se concluye las pruebas con las cuales se buscaba determinar que el código utilizado para simular las trayectorias de las partículas cargadas en la lámina de corriente, funciona adecuadamente y los resultados que se obtienen de las simulaciones en las condiciones que no hay una solución analítica, pueden ser confiables.

7. Estudio de las trayectorias y energías de eyección

En este capítulo se hará un análisis cualitativo de las trayectorias de electrones y protones durante su aceleración en el interior de la lámina de corriente y como estas trayectorias presentan la superposición de varios tipos de movimiento producto de la interacción con la topología del campo. Posteriormente se presentará como la variación de la componente longitudinal del campo magnético B_z , de la componente perpendicular B_y , del espesor de la lámina de corriente y de la intensidad del campo eléctrico influye en la energía de eyección de la lámina de corriente de electrones y protones, lo cual corresponde al cuerpo central de este trabajo. Por último se compara la variación de la energía de eyección con una ecuación analítica propuesta por Litvinenko.

7.1. Tipos de trayectoria de electrones y protones en la lámina de corriente

El análisis de la dinámica de electrones y protones en una lámina de corriente durante una fulguración solar debe empezar por un análisis cualitativo de la forma de la trayectoria de estas partículas. Como se observará posteriormente con los resultados obtenidos de las diferentes simulaciones realizadas, no es posible caracterizar de manera única todas las trayectorias que se pueden presentar ya que pequeñas variaciones de los parámetros involucrados modifican de manera apreciable las trayectorias. Sin embargo se pueden identificar características comunes y generales que se describirán a continuación.

La figura 7-1 muestra la trayectoria de un electrón en el plano yz que ingresa perpendicularmente por el plano $y = 10$ m con una rapidez de 6.74×10^6 m/s en una lámina de corriente con un espesor de 10 m donde la topología de los campos eléctrico y magnético está dada por $\vec{E} = (0, 0, 100 \text{ V/m})$ y $\vec{B} = (1.0 \times 10^{-2} \tanh(-y/10 \text{ m}) \text{ T}, 1.0 \times 10^{-4} \text{ T}, 1.0 \times 10^{-2} \text{ T})$.

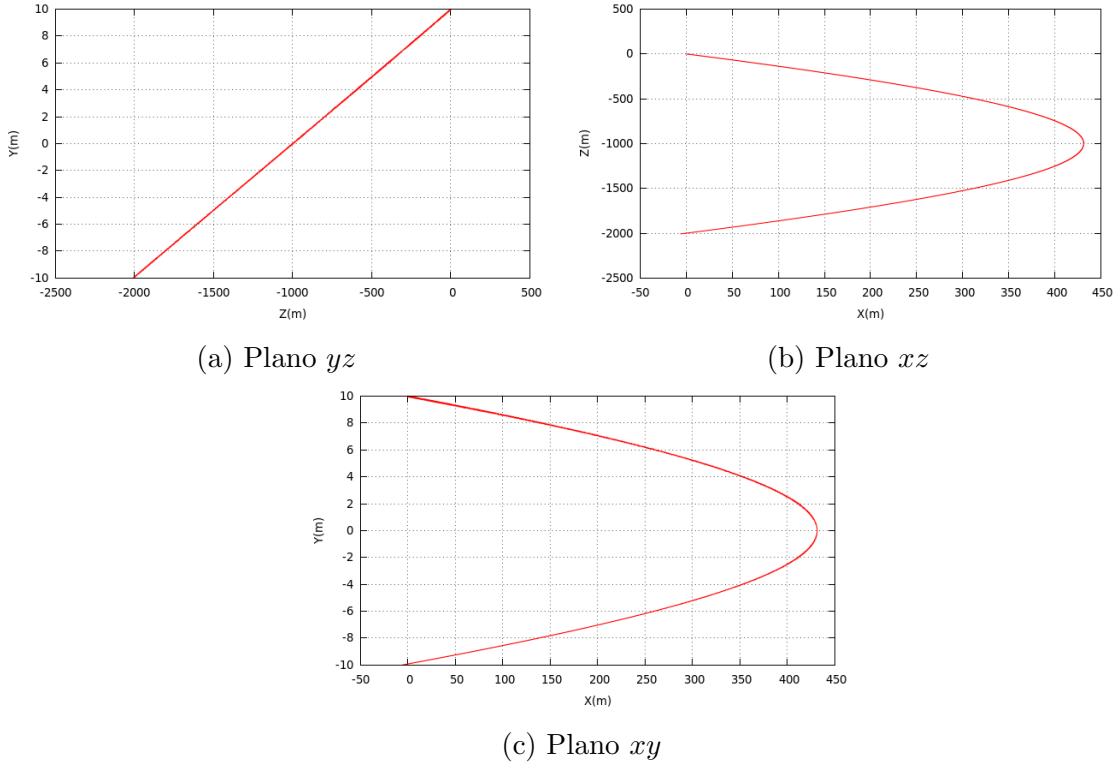


Figura 7-1.: Una de las trayectorias obtenidas de un electrón al interior de una lámina de corriente. Se muestra la proyección de la trayectoria en cada uno de los planos cartesianos.

Como es natural el sentido del desplazamiento del electrón es en la dirección $-z$ debido a que el campo eléctrico está en la dirección $+z$. El electrón atraviesa la lámina de corriente del plano superior a plano inferior y aunque no se distingue en la figura 7-1 su trayectoria es helicoidal donde el giro es con respecto a la componente B_z del campo magnético. La proyección de la trayectoria en los planos xz y xy no es recta como en la proyección yz , estas proyecciones muestran una deflexión que se revierte cuando el electrón llega al semiplano $y = 0$, de tal forma que al salir del plano lo hace en el mismo valor de su posición x al ingresar ($x = 0$).

En la figura 7-2 se muestra la trayectoria en el espacio tridimensional del electrón en el interior de la lámina de corriente. Si el electrón ingresa por el plano superior atraviesa todo el espesor de la lámina de corriente para salir por el plano opuesto. Esto no ocurre si el electrón ingresa por el plano inferior, en este caso dependiendo de la magnitud de la componente perpendicular del campo magnético, el electrón no podrá ingresar completamente a la lámina de corriente y será expulsado por el mismo plano (ver figura 7-3), un efecto análogo a un rebote de la partícula que se detallará mas adelante.

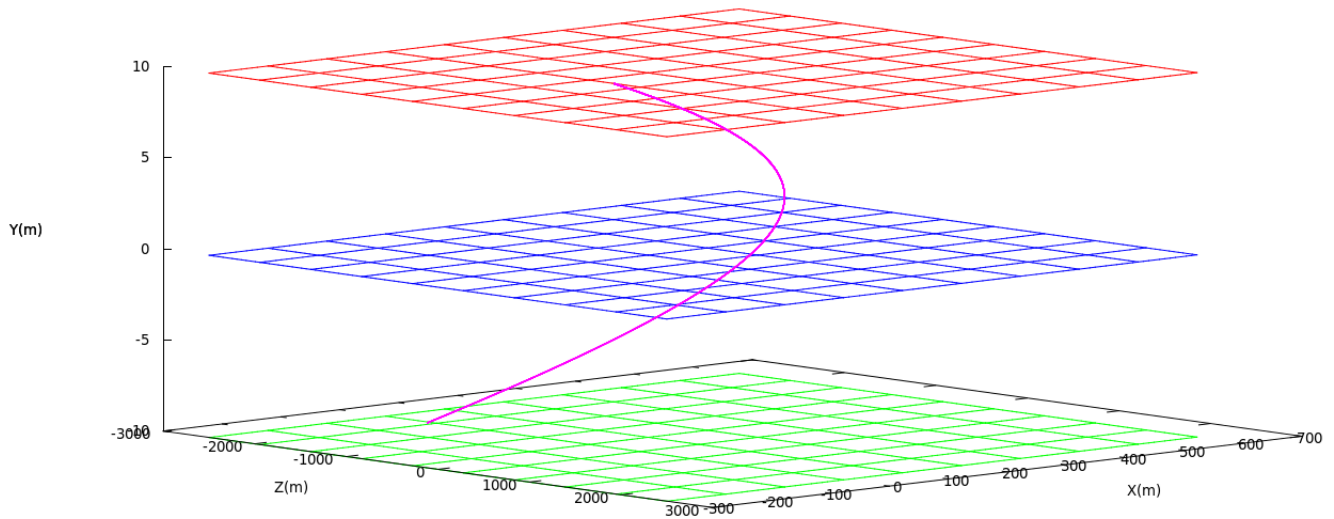
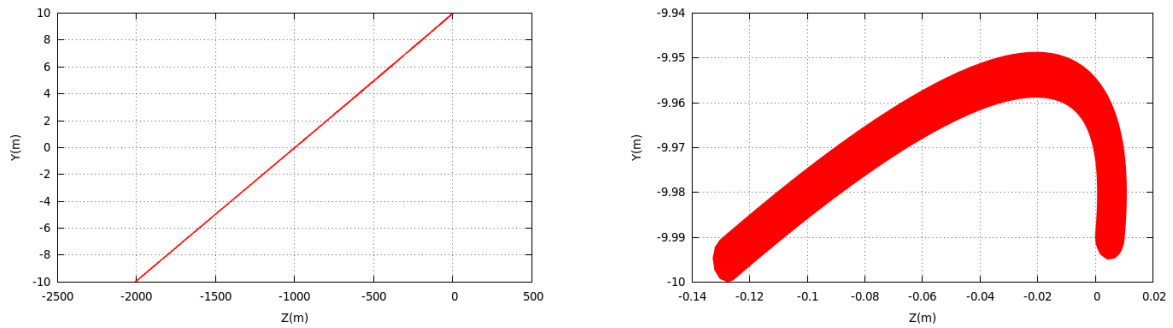


Figura 7-2.: Trayectoria en el espacio tridimensional del electrón de la figura 7-1. El plano rojo corresponde al plano $y = 10$ m y el plano verde al plano $y = -10$ m. El plano azul corresponde al semiplano $y = 0$ m. El electrón ingresa por el plano rojo.



(a) Electrón ingresando por el plano $y = 10$ m. (b) Electrón ingresando por el plano $y = -10$ m.

Figura 7-3.: Comparación entre las trayectorias de un electrón ingresando por el plano $y = 10$ m y por el plano $y = -10$ m. Se observa como en el segundo caso el electrón prácticamente no ingresa a la lámina de corriente. La topología del campo magnético no es la misma en los dos casos, para la segunda figura la componente longitudinal del campo magnético es $B_z = 1.0 \times 10^{-4}$ T.

Cuando los electrones y protones llegan al plano medio de la lámina de corriente ($y = 0$ m) oscilan hasta que su energía cinética es la necesaria para expulsarlos de la lámina. El número de estas oscilaciones dependerá de la topología del campo magnético, en particular de la magnitud del componente longitudinal B_z cómo se aprecia en la figura 7-4.

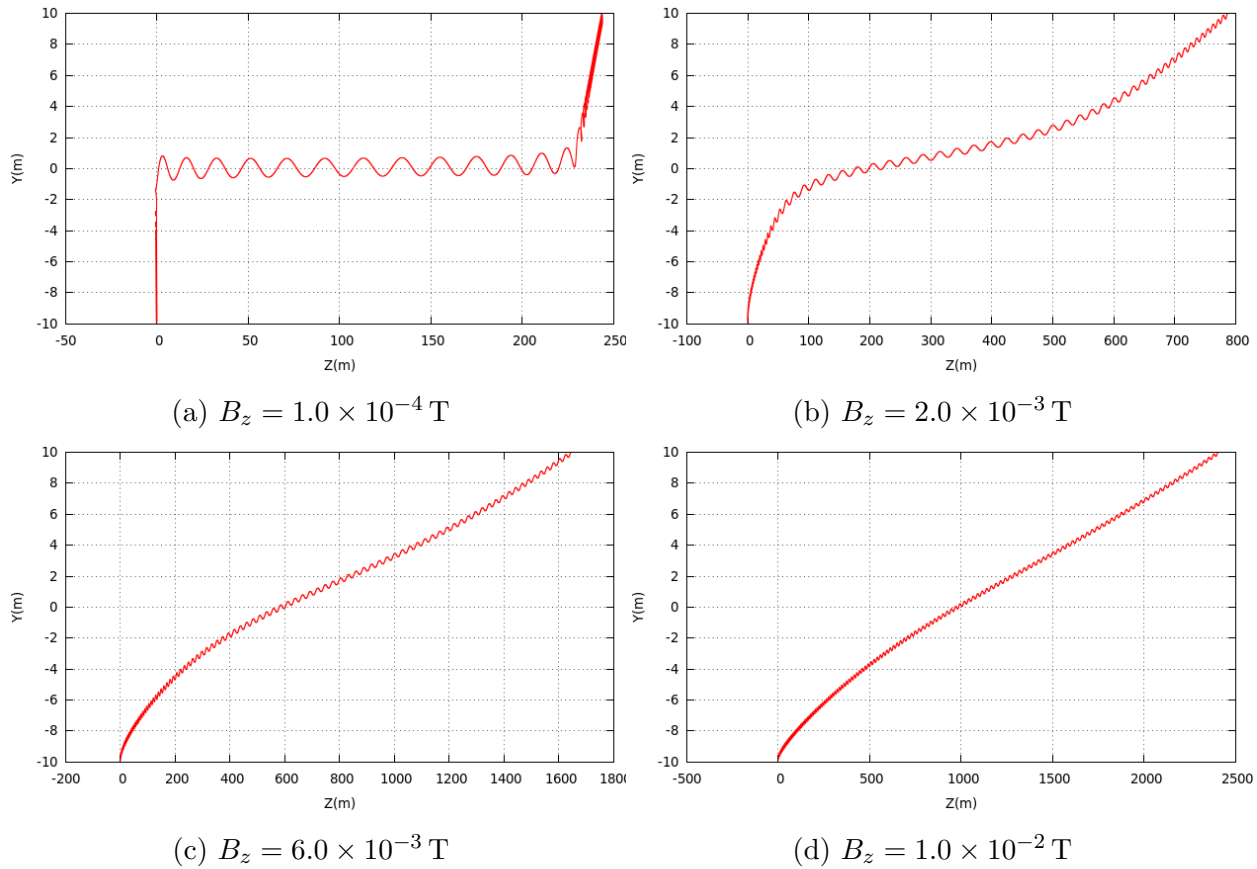


Figura 7-4.: Trayectoria de los protones cuando ingresan por el plano $y = -10 \text{ m}$. Se observa como el número de oscilaciones con respecto al plano $y = 0$ disminuye a medida que aumenta la componente longitudinal B_z .

Entre otros factores la forma de la trayectoria cambia si se consideran electrones o protones, aún si la topología de los campos eléctrico y magnético no es modificada como se aprecia en la figura 7-5, en esta caso las partículas ingresan por planos opuestos para evitar el efecto rebote. Los protones recorren una mayor distancia a lo largo del eje z y realizan mas oscilaciones que los electrones. También se observa como la amplitud de las oscilaciones es mayor en el caso de los protones.

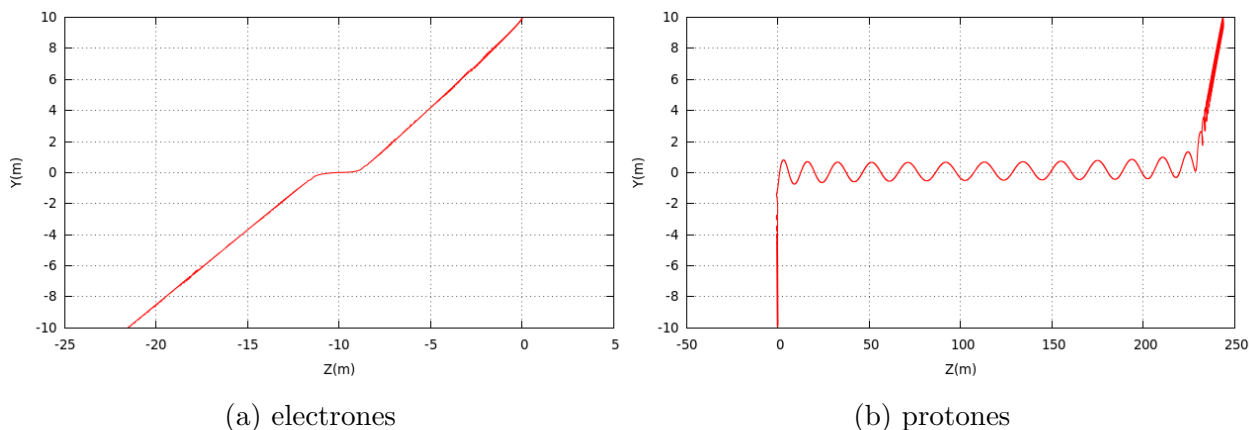


Figura 7-5.: Comparación de las trayectorias de electrones y protones bajo la misma topología de los campos eléctrico y magnético. Los electrones ingresan por el plano $y = 10$ m y los protones por el plano $y = -10$ m.

7.1.1. Tipos de movimientos involucrados en la trayectoria de las partículas

En el apartado anterior se pudo apreciar la dificultad para caracterizar de manera única las trayectorias que pueden presentar electrones y protones al ingresar a la lámina de corriente. Las trayectorias pueden variar de manera significativa si se modifican las componentes del campo magnético o eléctrico, aunque también si se modifican parámetros como el espesor de la lámina de corriente o el plano de ingreso a la misma. Inclusive en las mismas condiciones electrones y protones presentan diferentes trayectorias. Sin embargo, es posible identificar que en las trayectorias obtenidas se puede identificar una superposición de movimientos más sencillos como lo son un movimiento circular, el movimiento de deriva debido al efecto de la fuerza constante el campo eléctrico y el movimiento de deriva debido al gradiente que se presenta en una de las componentes del campo magnético que se tratarán a continuación.

En ausencia de campo eléctrico y en un campo magnético uniforme, electrones y protones se mueven en una trayectoria circular y el radio de esta trayectoria es conocido como el *radio de Larmor* el cual como se comentó anteriormente está dado por:

$$r = \frac{mv}{qB} \quad (7-1)$$

siendo m la masa, v la velocidad (perpendicular al campo magnético), q la carga eléctrica de la partícula y B es la magnitud del campo magnético en el cual se mueve dicha partícula. El campo magnético en el interior de la lámina de corriente está lejos de considerarse uniforme, sin embargo las componentes perpendicular B_y y longitudinal B_z si lo son en la topología de Zharkova que es la usada en este trabajo. En su movimiento al interior de la lámina de corriente el electrón o protón experimenta cambios en la topología del campo magnético

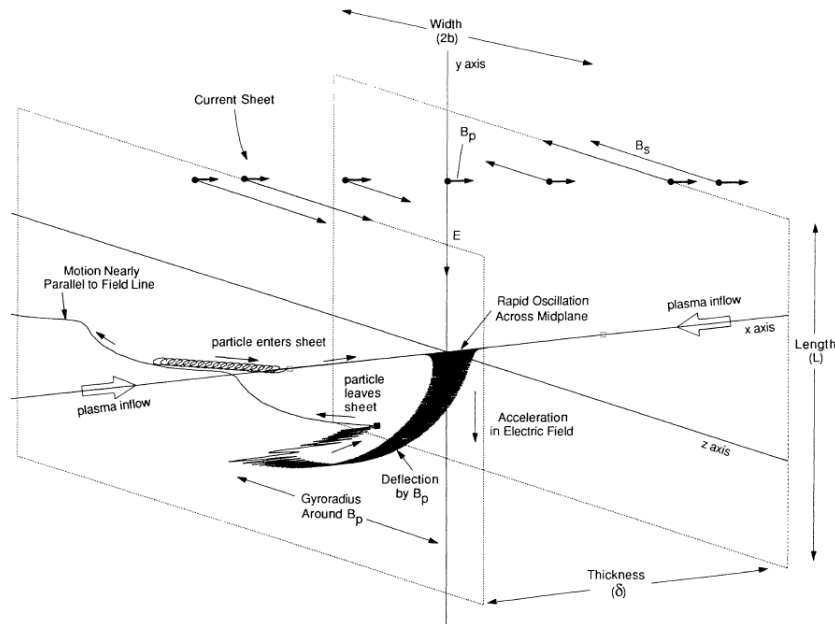


Figura 7-6.: Representación de la trayectoria de un protón al interior de una lámina de corriente. Se identifica el movimiento helicoidal de la partícula conforme esta se acerca al semiplano, las oscilaciones a través del semiplano y la deflexión con respecto a la componente perpendicular del campo magnético B_y . La topología usada por Martens en este trabajo se diferencia de la topología usada por Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004) en que no hay componente longitudinal del campo magnético. Figura tomada de (Martens and Young, 1990).

debido a la variación de la componente B_x del campo magnético, además la dirección y magnitud de la velocidad de la partícula se modifican continuamente conforme interacciona con el campo magnético y eléctrico. Es por esta razón que es difícil analizar de manera aislada el giro-movimiento que puedan tener las partículas con respecto a la cada una de las componentes del campo magnético. Sin embargo de manera cualitativa se puede analizar que entre menor sea la magnitud de una componente, el giro-movimiento tendrá un radio mayor, esto explica la deflexión de la trayectoria en el plano xz (ver figura 7-1b). Martens (Martens and Young, 1990) también explica esta deflexión en base al giro-movimiento con respecto a la componente perpendicular del campo magnético (ver figura 7-6). El giro-movimiento principal que tiene el electrón (protón) es con respecto a la componente x del campo magnético la cual va disminuyendo a medida que ingresa a la lámina de corriente, y por lo tanto el radio de este giro movimiento se hace mayor conforme se acerca al plano $y = 0$.

El movimiento helicoidal de electrones y protones se debe a una superposición de un movimiento circular (que va aumentando o disminuyendo su radio en base a la topología del campo magnético) con un movimiento de avance en dirección opuesta al campo eléctrico

co en el caso de los electrones y un avance hacia el semiplano de la lámina de corriente si las partículas ingresan por el plano opuesto en el que se presenta el efecto de rebote. Este movimiento de deriva es explicado por Somov (Somov, 2006b) con base en un análisis de la fuerza de Lorentz como es natural. Para comprender a nivel general este movimiento de deriva supongamos que un protón se mueve en un campo magnético uniforme \vec{B} en la dirección z y una fuerza no magnética \vec{F} (por ejemplo la ejercida por el campo eléctrico) que actúa perpendicular al campo magnético en la dirección y .

Seguendo a Somov (Somov, 2006b), la ecuación de movimiento para el protón es:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} + \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (7-2)$$

Propondremos una solución para esta ecuación que tenga la siguiente forma:

$$\vec{v} = \vec{v}_d + \vec{u} \quad (7-3)$$

donde \vec{v}_d es una velocidad constante (Somov, 2006b). Reemplazando en la ecuación 7-2 obtenemos:

$$m \frac{d\vec{u}}{dt} + 0 = \frac{e}{c} \vec{u} \times \vec{B} + \vec{F} + \frac{e}{c} \vec{v}_d \times \vec{B} \quad (7-4)$$

Escogemos \vec{v}_d de tal forma que:

$$\vec{F} + \frac{e}{c} \vec{v}_d \times \vec{B} = 0 \quad (7-5)$$

Despejando \vec{v}_d :

$$\begin{aligned} \frac{e}{c} \vec{v}_d \times \vec{B} &= -\vec{F} \\ \frac{e}{c} (\vec{v}_d \times \vec{B}) \times \vec{B} &= -\vec{F} \times \vec{B} \\ -\frac{e}{c} \vec{B} \times (\vec{v}_d \times \vec{B}) &= -\vec{F} \times \vec{B} \\ \frac{e}{c} \left[\vec{v}_d (\vec{B} \cdot \vec{B}) - \vec{B} (\vec{B} \cdot \vec{v}_d) \right] &= \vec{F} \times \vec{B} \\ \frac{e}{c} \vec{v}_d B^2 &= \vec{F} \times \vec{B} \\ \vec{v}_d &= \frac{c}{e} \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{B^2} \end{aligned}$$

donde hemos usado el hecho que $v_d \times \vec{B}$ es antiparalelo a \vec{F} , y puesto que \vec{F} es perpendicular a \vec{B} entonces también lo será \vec{v}_d , por lo tanto $\vec{B}(\vec{B} \cdot \vec{v}_d) = 0$. Entonces finalmente:

$$\vec{v}_d = \frac{c}{e} \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{B^2} \quad (7-6)$$

Por lo tanto el movimiento de un protón en presencia de una fuerza constante de origen no magnético, es la suma de un desplazamiento de deriva con velocidad dada por 7-6 el cual

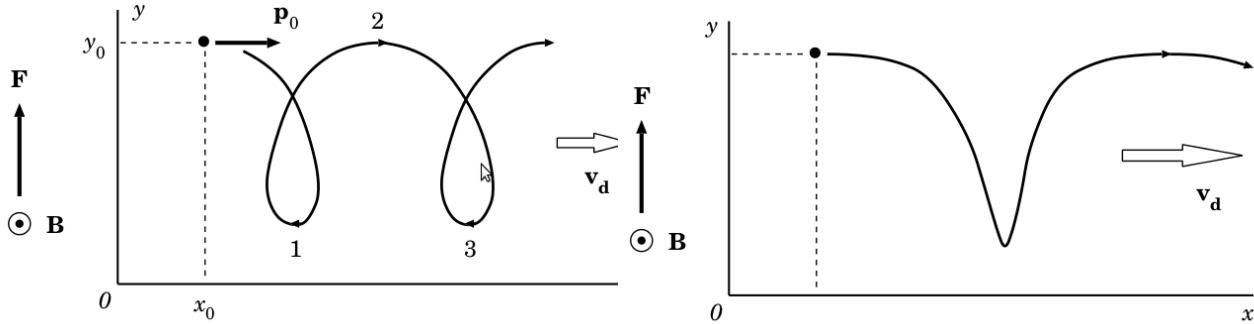


Figura 7-7.: Representación del movimiento de un protón en presencia de un campo magnético uniforme \vec{B} y una fuerza constante \vec{F} perpendicular a él. El protón es acelerado en el segmento 1 - 2 de la trayectoria mostrada en a) y desacelerado en el segmento 2-3. La figura a) representa un movimiento en el cual la rapidez de deriva es menor que la rapidez del giro-movimiento, la figura b) es el caso opuesto. Figura tomada de (Somov, 2006b).

es perpendicular a \vec{F} y \vec{B} , y un movimiento en espiral alrededor de las líneas de campo magnético. Como ya se comentó anteriormente con sólo la presencia del campo magnético la partícula girará en una trayectoria circular cuyo sentido del movimiento dependerá del signo de su carga y el radio de trayectoria dependerá de la masa de la partícula (además de la magnitud y rapidez de la partícula), por esta razón el radio de trayectoria para protones es mayor que para los electrones (en las mismas condiciones). Ahora, el efecto de la fuerza constante \vec{F} será acelerar la partícula durante medio giro y desacelerarla en la segunda mitad como se muestra en la figura 7-7. Puesto que al aumentar la rapidez aumentará el radio de la trayectoria, la curvatura de la trayectoria tendrá un radio mayor en el segmento en el cual hay aceleración, y por lo tanto la trayectoria (en estas condiciones) tiene una apariencia como se muestra en la figura 7-7. Dependiendo de cuál rapidez es mayor, si la rapidez de deriva o la rapidez del giro-movimiento, se observará o no un loop en la trayectoria como en la figura 7-7. Si la fuerza \vec{F} es ejercida por el campo eléctrico de tal forma que $\vec{F} = e\vec{E}$, el movimiento de deriva experimentado por la partícula se denomina *deriva eléctrica*. La velocidad de deriva está entonces dada por:

$$\vec{v}_d = c \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (7-7)$$

Esta velocidad de deriva eléctrica es independiente de la carga (ver figura 7-8) y de la masa de la partícula. La deriva eléctrica produce el movimiento de un plasma no-colisional como un todo con velocidad $\vec{v} = \vec{v}_d$ relativa al campo magnético.

Además de la *deriva eléctrica* la presencia de un gradiente en el campo magnético puede generar otro movimiento de deriva en la trayectoria helicoidal de electrones y protones. La

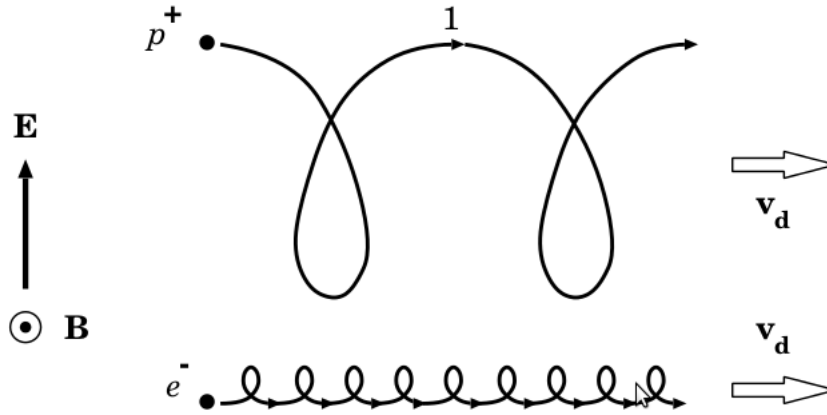


Figura 7-8.: Deriva eléctrica. La figura muestra la trayectoria de un protón y un electrón en un campo magnético uniforme y un campo eléctrico uniforme perpendicular a él. Ocurre un movimiento en dirección perpendicular a estos dos campos en el cual el sentido de su movimiento es independiente de la carga eléctrica. Se observa como el radio de giro de los electrones es mucho menor que el de los protones por cuenta de su masa significativamente menor. Figura tomada de (Somov, 2006b)

deducción de este movimiento deriva debido al gradiente requiere considerar que el campo magnético sea débilmente inhomogéneo (Somov, 2006b) y expresar el movimiento de las partículas como superposición de dos movimientos, uno corresponde al movimiento del centro del radio de Larmor y el segundo al giro-movimiento de la partícula en el radio de Larmor como se observa en la figura 7-9. La deducción de la velocidad de deriva debido al gradiente del campo magnético es extensa por lo que aquí se presentará solamente el resultado, los detalles pueden consultarse en el texto de Somov (Somov, 2006b). La velocidad de deriva debido al gradiente está dada por:

$$\vec{v}_d = \frac{Mc}{eB} \hat{n} \times \nabla B \quad (7-8)$$

donde M es el momento magnético de la partícula:

$$M = \frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{mc^2} B \pi r_L^2 \quad (7-9)$$

La partícula por lo tanto experimenta un movimiento de deriva en dirección perpendicular al campo magnético y a la dirección en la cual la intensidad del campo magnético aumenta como se muestra en la figura 7-10.

Al giro-movimiento, el movimiento de deriva eléctrica y el movimiento de deriva del debido al gradiente del campo magnético, hay que considerar el movimiento oscilatorio que

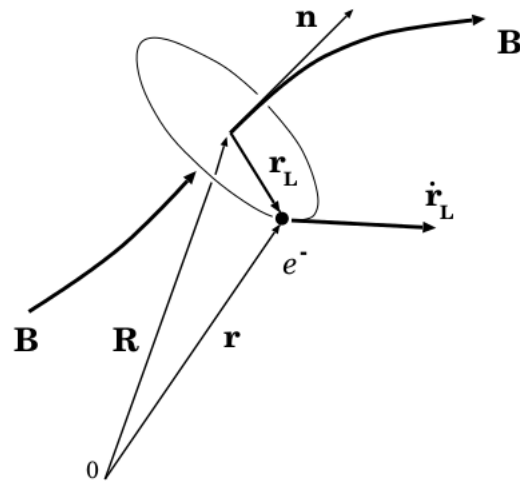


Figura 7-9.: Movimiento de Larmor de un electrón en un campo magnético con leve inhomogeneidad. El movimiento del centro de la circunferencia de Larmor sigue la línea de campo magnético, mientras el electrón gira alrededor de ella. Figura tomada de (Somov, 2006b).

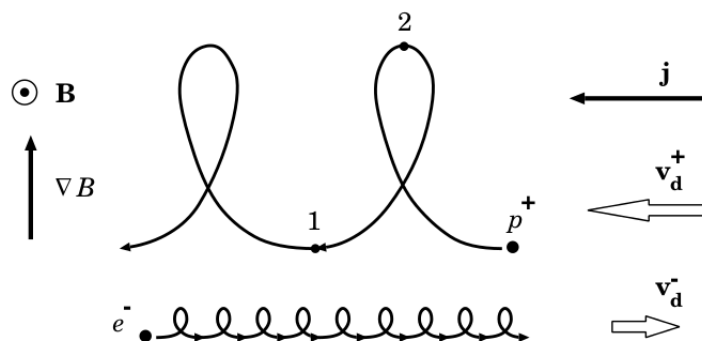


Figura 7-10.: Deriva magnética. La presencia de un gradiente magnético perpendicular a la dirección del campo magnético \vec{B} produce un movimiento de deriva de electrones y protones en el cual el sentido del movimiento es establecido por el signo de la carga eléctrica. Figura tomada de (Somov, 2006b)

tienen las partículas al alcanzar el plano medio de la lámina de corriente como se observó en la figura 7-5b. Este movimiento oscilatorio se presenta debido al cambio de dirección de la componente B_x del campo magnético al la partícula atravesar el plano medio de la lámina de corriente. La componente perpendicular del campo magnético B_y es la que impide que la partícula oscile indefinidamente, cuando esta alcance la energía cinética necesaria saldrá expulsada de la lámina de corriente.

Los tipos de movimiento analizados anteriormente corresponden a un caso simplificado en el cual el campo magnético es uniforme, y si este presenta variaciones estas no son pronunciadas. Los electrones y protones que ingresan a la lámina de corriente experimentarán el efecto de tres componentes distintas del campo magnético, dos de las cuales son uniformes (B_y y B_z) y en la restante (B_x) está la presencia de un gradiente, además del efecto del campo eléctrico. Si consideramos cada componente del campo magnético independiente de las demás identificamos tres movimientos de deriva:

- *Deriva eléctrica en la dirección $-y$ y y .* Esta tiene su origen por la interacción de la partícula con el campo eléctrico y la componente tangencial del campo magnético B_x . El cambio en la dirección ocurre cuando la partícula cruza el semiplano $y = 0$ debido a que la componente B_x se invierte. La dirección de la velocidad de la deriva es tal que tiende llevar las partículas hacia el plano $y = 0$.
- *Deriva eléctrica en la dirección $-x$.* Tiene su origen en la interacción de la partícula con el campo eléctrico y la componente perpendicular del campo magnético B_y .
- *Deriva por gradiente magnético en la dirección $+z$ y $-z$.* Debido a la interacción de las partículas con el gradiente de la componente B_x del campo magnético. La velocidad de deriva está en la dirección $-z$ cuando la partícula se mueve sobre el plano $y = 0$ y en la dirección $+z$ cuando se mueve por debajo de este plano. Al ser dependiente de la carga de la partículas, estas direcciones se invierten en el caso de los electrones.

El análisis detallado de las trayectorias de electrones y protones al interior de la lámina de corriente implica el estudio en conjunto de todos los tipos de movimiento que se han citado en este trabajo, lo cual puede ser demasiado complejo y no aporta información relevante sobre la influencia en la ganancia de energía que es el principal objeto de estudio en el análisis de la aceleración de las partículas. Además cualquier variación de estos parámetros puede producir trayectorias totalmente diferentes. Es por esta razón que el estudio de la ganancia de energía de electrones y protones se realiza variando parámetros como la magnitudes de las componentes del campo magnético y del campo eléctrico entre otras, que aportan una información más global y que puede llegar a ser comparada con la observación de instrumentos especializados de los satélites que están en órbita tomando continuamente datos de la energía en las fulguraciones solares. Por lo menos con la tecnología de esta década no es posible observar directamente el tipo de trayectoria que tienen electrones y protones al

interior de la lámina de corriente, de hecho la misma lámina de corriente no alcanza el poder de resolución de los satélites actuales.

7.2. Análisis de la influencia de la variación de parámetros en las energías de eyección

El estudio particular de las trayectorias de electrones y protones en una lámina de corriente, si bien ayudar a determinar que relación tiene el tipo de trayectoria en la ganancia de energía, no es suficiente para tener una imagen global de cómo pueden lograrse mayores o menores energías. Como se presentó anteriormente las trayectorias pueden ser muy variables si algún parámetro de la simulación se cambia ligeramente y puesto que es poco probable que mediante observación directa se observe como se mueven electrones y protones en una lámina de corriente, el análisis debe ir centrado principalmente en estudiar como variar algún parámetro en particular puede afectar la aceleración de estas partículas. A continuación se analizará como afecta la energía alcanzada por electrones y protones si se varía el campo magnético longitudinal (B_z), el ángulo con el que ingresan a la lámina de corriente, el campo magnético perpendicular (B_y), el campo eléctrico E y el espesor de la lámina de corriente (a).

7.2.1. Variación del campo magnético longitudinal B_z

Analizaremos el efecto de la variación del campo magnético longitudinal B_z en la energía de electrones y protones al salir de la lámina de corriente. Estos ingresan a la lámina de corriente por el plano superior o inferior, perpendicularmente con una energía cinética de 0.129 keV correspondiente a una velocidad térmica de 6.74×10^6 m/s para electrones y 1.57×10^5 m/s para los protones, velocidades correspondientes a una temperatura de 1.00×10^6 K típica de la corona. Se ha considerado una lámina de corriente con un espesor a de 10 m (Zharkova and Gordovskyy, 2004). La configuración de los campos electromagnéticos al interior de la lámina se ha escogido según el modelo de Zharkova en (Zharkova and Gordovskyy, 2004) siendo los parámetros $E = 100$ V/m, $B_y = 1.0 \times 10^{-4}$ T y $B_{x0} = 1.0 \times 10^{-2}$ T.

Se aprecia en la gráfica **7-11** que un valor cada vez mayor del campo magnético longitudinal B_z aumenta la energía con la que son eyectados electrones y protones con la excepción de la gráfica **7-11d** donde la energía disminuye al aumentar el valor de campo, en este último caso los protones ingresan por el plano $y = 10$ m. La energía de eyección de los protones es mayor que la de los electrones. El máximo valor en la energía de eyección que se observa en las figuras **7-11a** y **7-11b** son aproximadamente 200 keV para electrones y 250 keV para protones. Se observa que para los electrones con una componente B_z un poco mayor a $\sim 1.0 \times 10^{-3}$ T (ver figura **7-11a**) se obtienen energías de eyección mayores a los 10 keV

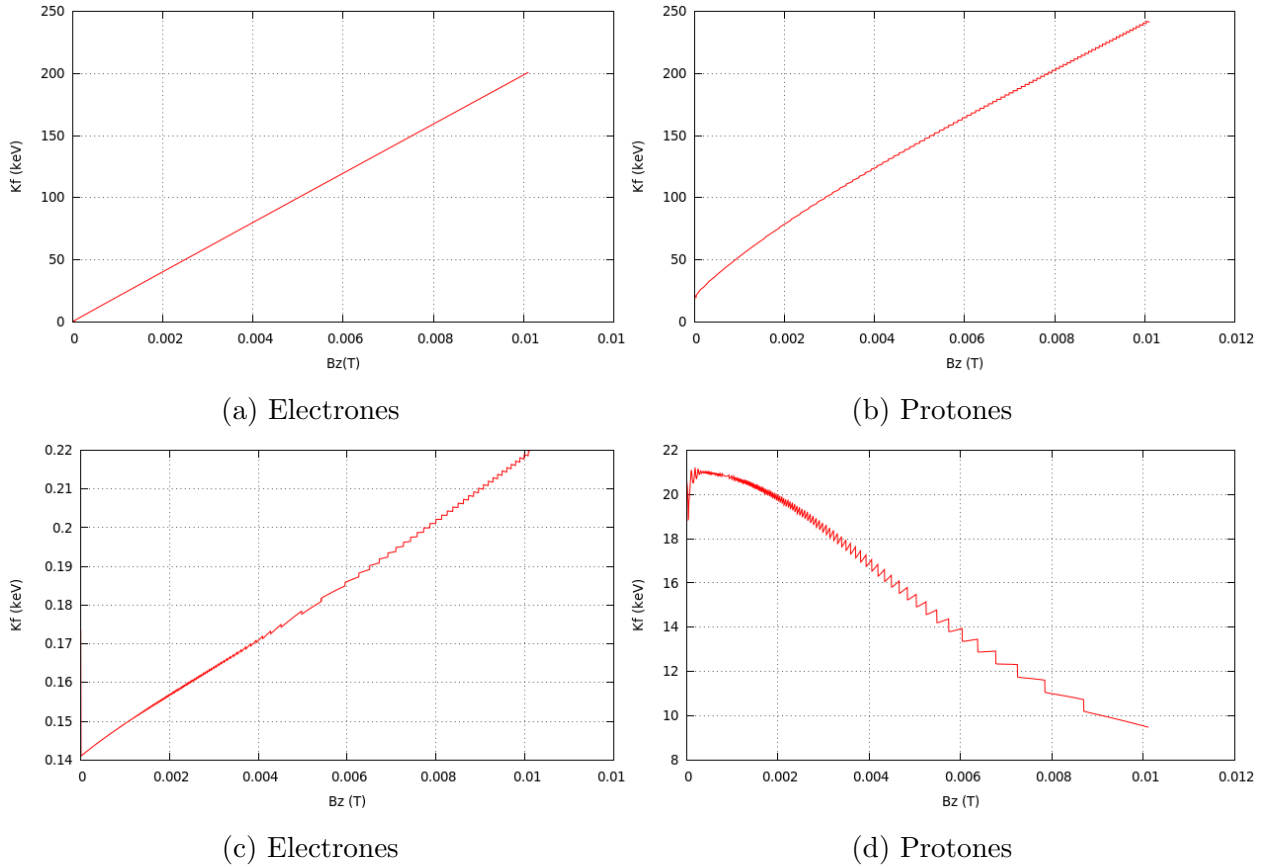


Figura 7-11.: Energía cinética (K) de electrones y protones al salir de la lámina de corriente en función de la componente longitudinal del campo magnético B_z . Los electrones en la figura 7-11a ingresan por el plano $y = 10$ m, mientras los protones en la figura 7-11b los hacen por el plano $y = -10$ m. En la figuras 7-11c y 7-11d la situación es opuesta, los electrones ingresan por el plano $y = -10$ m y los protones por el plano $y = 10$ m.

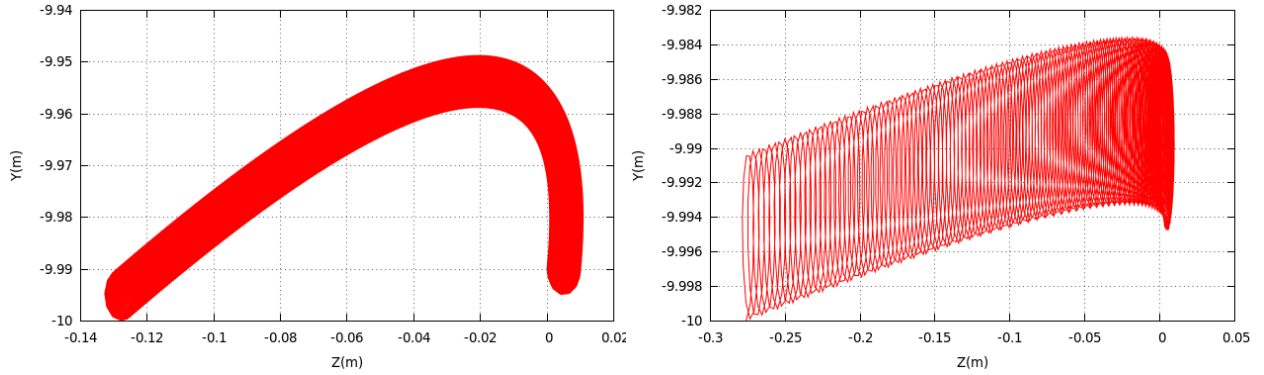
necesarios para explicar la emisión en rayos X de acuerdo a lo comentando en el capítulo 3, aclarando que los electrones deben ingresar por el plano superior. En el caso de los protones son necesarios valores de B_z aproximadamente mayores a 3.0×10^{-3} T (ver figura 7-11b) para obtener energías mayores a los 100 keV aproximados para justificar una posible emisión en rayos X duros de las observaciones.

Se observa en las figuras 7-11c y 7-11d que las energías de eyección de electrones y protones son significativamente menores que las correspondientes a los casos 7-11a y 7-11b; los primeros corresponden a electrones ingresando por el plano $y = 10$ m y protones por el plano $y = -10$ m, los segundos para los casos opuestos: electrones ingresando por el plano $y = -10$ m y protones por el plano $y = 10$ m. El hecho de que los casos sean opuestos para electrones y protones se debe a las cargas opuestas de las partículas y su efecto en la

fuerza de Lorentz que actúa sobre ellas, si los electrones logran mayores energías ingresando por el plano superior ($y = 10$ m) los protones lo harán si ingresan por el plano inferior ($y = -10$ m). Esta notable reducción de la energía en los casos de las figuras **7-11c** y **7-11d**, indican que las partículas son eyectadas rápidamente al ingresar a la lámina de corriente. Para observar mas claramente este efecto (que se denominará “efecto rebote”) en las gráficas **7-12** se compararon las trayectorias de los protones y electrones cuando ingresan por los planos superior e inferior para diferentes valores de B_z con el fin de mostrar que cuando las energías de eyección son bajas corresponden a los casos en los cuales las partículas no ingresan completamente a la lámina de corriente.

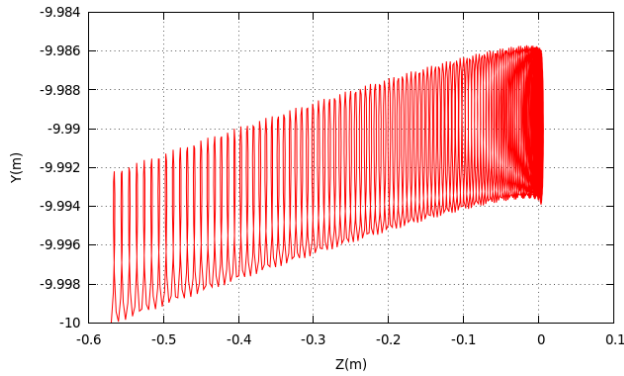
Si los electrones ingresan por el plano $y = -10$ m, como ya se comentó anteriormente (ver figura **7-11c**) la energía decrece significativamente debido a que son expulsados rápidamente de la lámina de corriente. En la figura **7-12** se observa que los electrones ingresan muy poco en la lámina de corriente antes de ser expulsados por el plano por el cual ingresan. Es necesario aclarar que el programa se ejecuta ya con las partículas en el interior de la lámina de corriente, muy cerca del plano ingreso, lo suficiente para que el radio de Larmor (calculado con un campo magnético de $B_0 = 1.0 \times 10^{-2}$ T, en el caso de los electrones es de 3.83×10^{-3} m y 0.164 m en el caso de los protones) este contenido totalmente en la lámina de corriente y así impedir que este finalice prematuramente. Es por esta razón que en las gráficas de la figura **7-12** se observa como los electrones inician su movimiento desde el interior de la lámina de corriente. En el caso de los protones, si estos ingresan por el plano superior $y = 10$ m es cuando son rápidamente expulsados de la lámina de corriente como se observa en la figura **7-13**. A medida que aumenta el valor del campo longitudinal B_z , los protones ingresan cada vez menos en la lámina. Se observa también que los protones salen de la lámina de corriente por el mismo plano por el cual ingresaron. Se verifica al igual que en el caso de los electrones, que los bajos valores de las energías logradas se deben al poco tiempo de permanencia de los protones en la lámina de corriente, en una analogía es como si “rebotaran” en la lámina.

Para observar mejor la relación entre la energía de eyección y el plano por el cual ingresan electrones y protones, se muestran en la figura **7-14** y **7-15** las trayectorias si estas partículas ingresan por el plano para el cual se obtienen mayores energías. Una situación opuesta a la que se muestra en la figura **7-12** se presenta en la figura **7-14**, en este caso se observa como los electrones si ingresan completamente a la lámina de corriente, de hecho la atraviesan para salir eyectados por el plano opuesto a su ingreso. Las energías son significativamente mayores a las que se obtuvieron en las gráficas de la figura **7-12**, aunque se observa que no necesariamente un mayor tiempo de permanencia produce energías mayores. Si el campo longitudinal B_z es pequeño es posible distinguir las oscilaciones que realiza el electrón con respecto al plano medio de la lámina de corriente. Si los protones ingresan por el plano opuesto en el cual se presenta el efecto “rebote” se observa como estos ingresan completamente a la lámina de corriente y la atraviesan para salir por el plano opuesto **7-15**, un comportamiento idéntico al que se analizó para los electrones en la figura **7-14**.

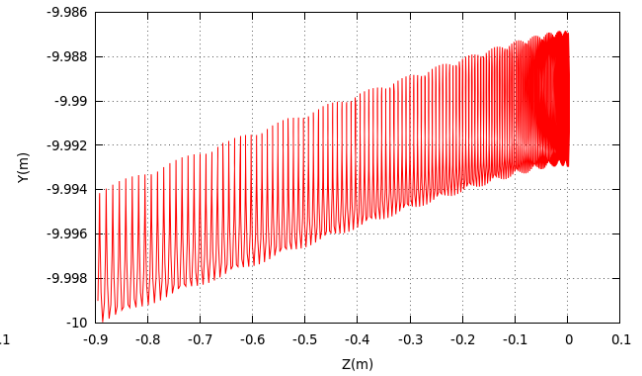


(a) $B_z = 1.0 \times 10^{-4}$ T
 $K_f = 0.0133$ keV
 $t_p = 9.35 \times 10^{-6}$ s.

(b) $B_z = 2.0 \times 10^{-3}$ T
 $K_f = 20.0$ keV
 $t_p = 7.20 \times 10^{-4}$ s.

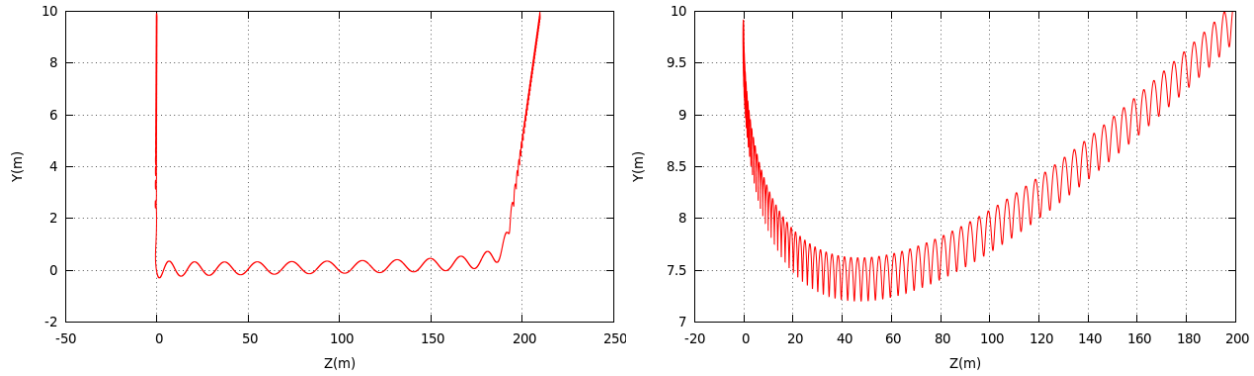


(c) $B_z = 6.0 \times 10^{-3}$ T
 $K_f = 0.186$ keV
 $t_p = 4.19 \times 10^{-7}$ s.



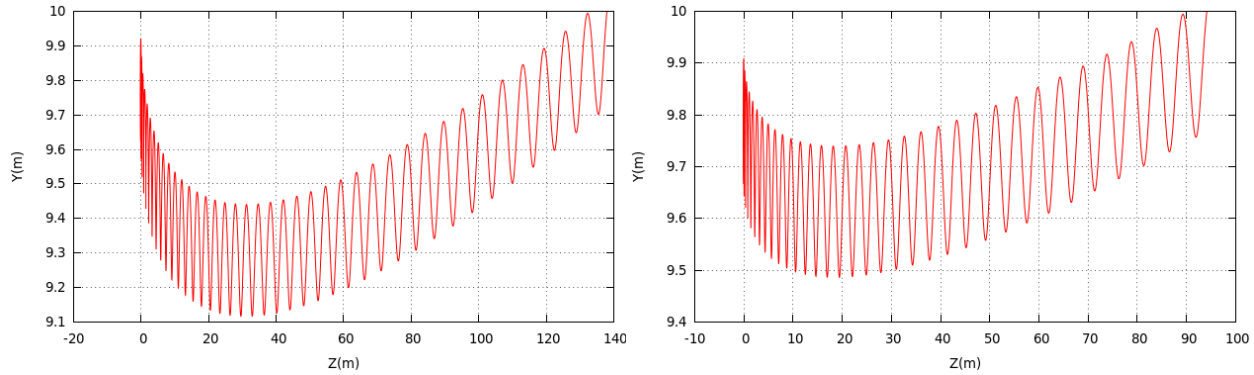
(d) $B_z = 1.0 \times 10^{-2}$ T
 $K_f = 0.219$ keV
 $t_p = 4.06 \times 10^{-7}$ s.

Figura 7-12.: Efecto de “rebote” en los electrones. Se observa la trayectoria de los electrones al ingresar a la lámina de corriente por el plano $y = -10$ m para diferentes valores de B_z . Se indican los valores de energía cinética de eyección K_f y tiempo de permanencia en la lámina de corriente t_p .



(a) $B_z = 1.0 \times 10^{-4} \text{ T}$
 $K_f = 21.1 \text{ keV}$
 $t_p = 1.19 \times 10^{-3} \text{ s}.$

(b) $B_z = 2.0 \times 10^{-3} \text{ T}$
 $K_f = 20.0 \text{ keV}$
 $t_p = 7.20 \times 10^{-4} \text{ s}.$



(c) $B_z = 6.0 \times 10^{-3} \text{ T}$
 $K_f = 13.9 \text{ keV}$
 $t_p = 2.70 \times 10^{-4} \text{ s}.$

(d) $B_z = 1.0 \times 10^{-2} \text{ T}$
 $K_f = 9.54 \text{ keV}$
 $t_p = 1.75 \times 10^{-4} \text{ s}.$

Figura 7-13.: Efecto de “rebote” en los protones. Se observa la trayectoria de los protones al ingresar a la lámina de corriente por el plano $y = 10 \text{ m}$ para diferentes valores de B_z . Se aprecia como al aumentar B_z el protón se aleja cada vez mas del plano $y = 0$ en su ingreso. Se indican los valores de energía cinética de eyección K_f y tiempo de permanencia en la lámina de corriente t_p .

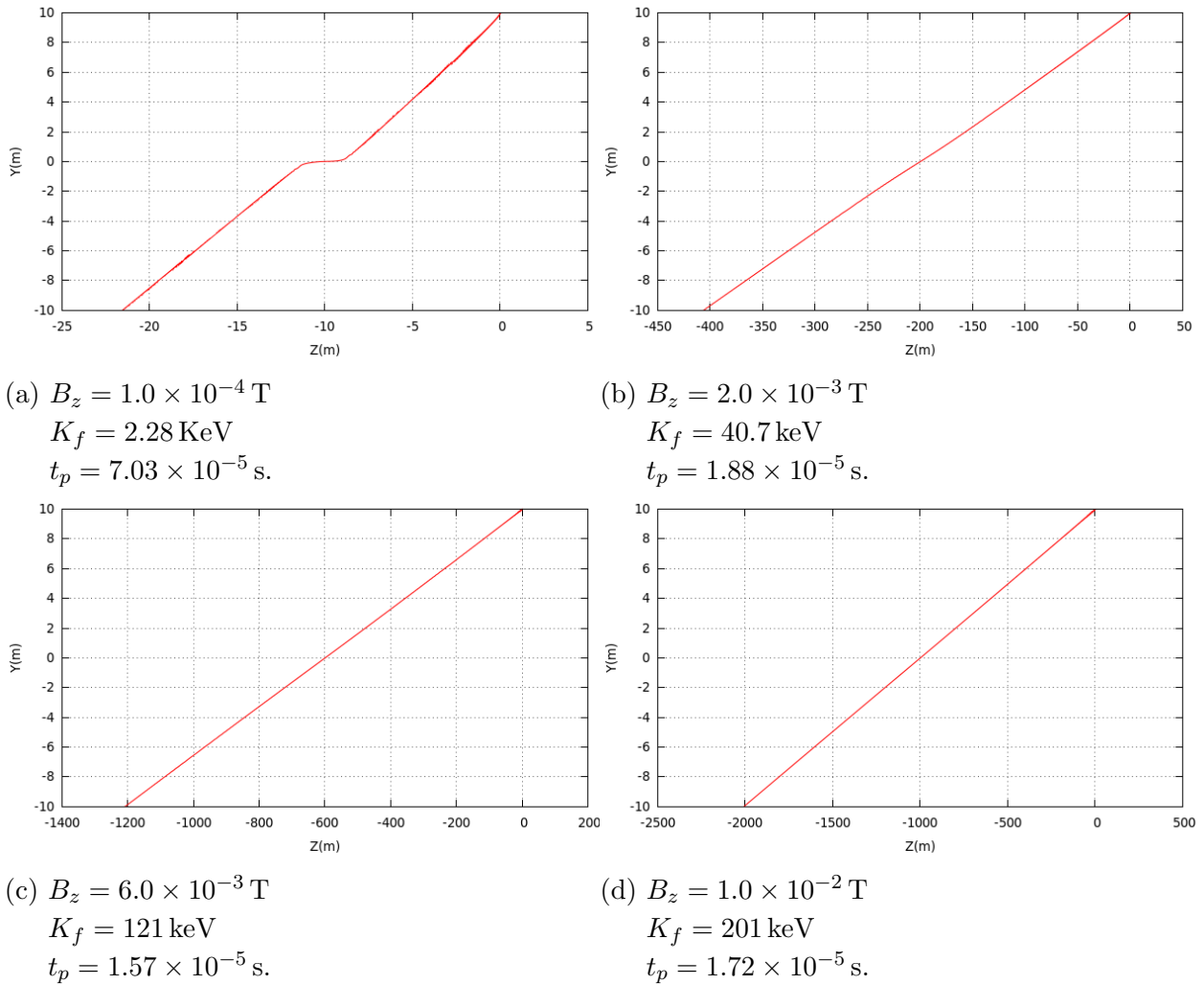
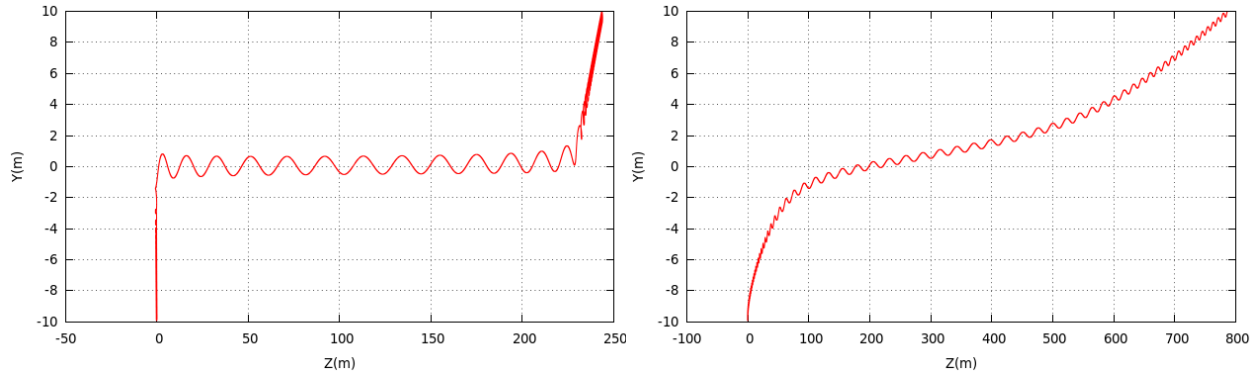
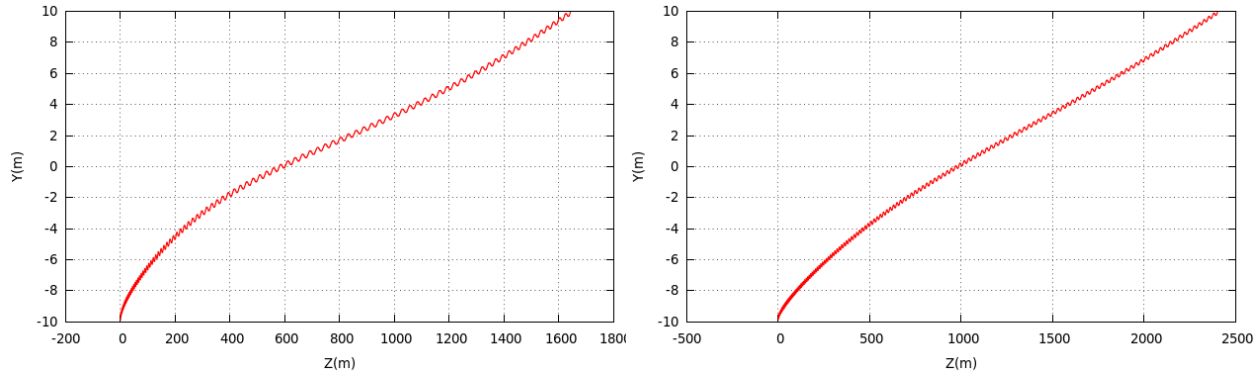


Figura 7-14.: Trayectoria de los electrones cuando ingresan por el plano $y = 10 \text{ m}$. Se observa como la trayectoria de los electrones atraviesa el plano medio de la lámina de corriente $y = 0.0 \text{ m}$ para salir por el plano $y = -10 \text{ m}$. Conforme aumenta el campo longitudinal B_z la energía de eyección de los protones aumenta.



(a) $B_z = 1.0 \times 10^{-4} \text{ T}$
 $K_f = 24.5 \text{ KeV}$
 $t_p = 1.09 \times 10^{-3} \text{ s.}$

(b) $B_z = 2.0 \times 10^{-3} \text{ T}$
 $K_f = 78.7 \text{ keV}$
 $t_p = 7.85 \times 10^{-4} \text{ s.}$



(c) $B_z = 6.0 \times 10^{-3} \text{ T}$
 $K_f = 164 \text{ keV}$
 $t_p = 7.39 \times 10^{-4} \text{ s.}$

(d) $B_z = 1.0 \times 10^{-2} \text{ T}$
 $K_f = 240 \text{ keV}$
 $t_p = 7.92 \times 10^{-4} \text{ s.}$

Figura 7-15.: Trayectoria de los protones cuando ingresan por el plano $y = -10 \text{ m}$. Se observa como la trayectoria de los electrones atraviesa el plano medio de la lámina de corriente $y = 0.0 \text{ m}$ para salir por el plano $y = 10 \text{ m}$. Conforme aumenta el campo longitudinal B_z la energía de eyección de los protones aumenta.

La razón por la cual se presenta esta asimetría en la ganancia de energía de electrones y protones debe ser por una compleja interacción entre las partículas y los campos magnético y eléctrico a través de la fuerza de Lorentz. Ya se mencionó previamente que el plano por el cual se logran las energías necesarias son opuestas según la carga de la partícula, $y = 10$ m para electrones, $y = -10$ m para protones. Los protones cuando ingresan por el plano por el cual son rápidamente expulsados penetran más que los electrones, esto podría explicarse por la mayor inercia del protón.

7.2.2. Variación del ángulo de entrada de las partículas a la lámina de corriente

Analizaremos ahora como varía la energía de eyección de electrones y protones cuando estos ya no ingresan perpendicularmente a la lámina de corriente. Consideraremos el caso en el cual el vector velocidad está en el plano zy y el ángulo se mide con respecto al eje z positivo variándolo entre 0° y 180° (con el vector velocidad en dirección hacia la lámina de corriente). Se utiliza la topología de Zharkova, donde $B_{x0} = 1.0 \times 10^{-2}$ T y $B_y = 1.0 \times 10^{-4}$ para varios valores del campo longitudinal de B_z . La rapidez de entrada de las partículas es térmica siendo 6.74×10^6 m/s para electrones y 1.57×10^5 m/s para los protones.

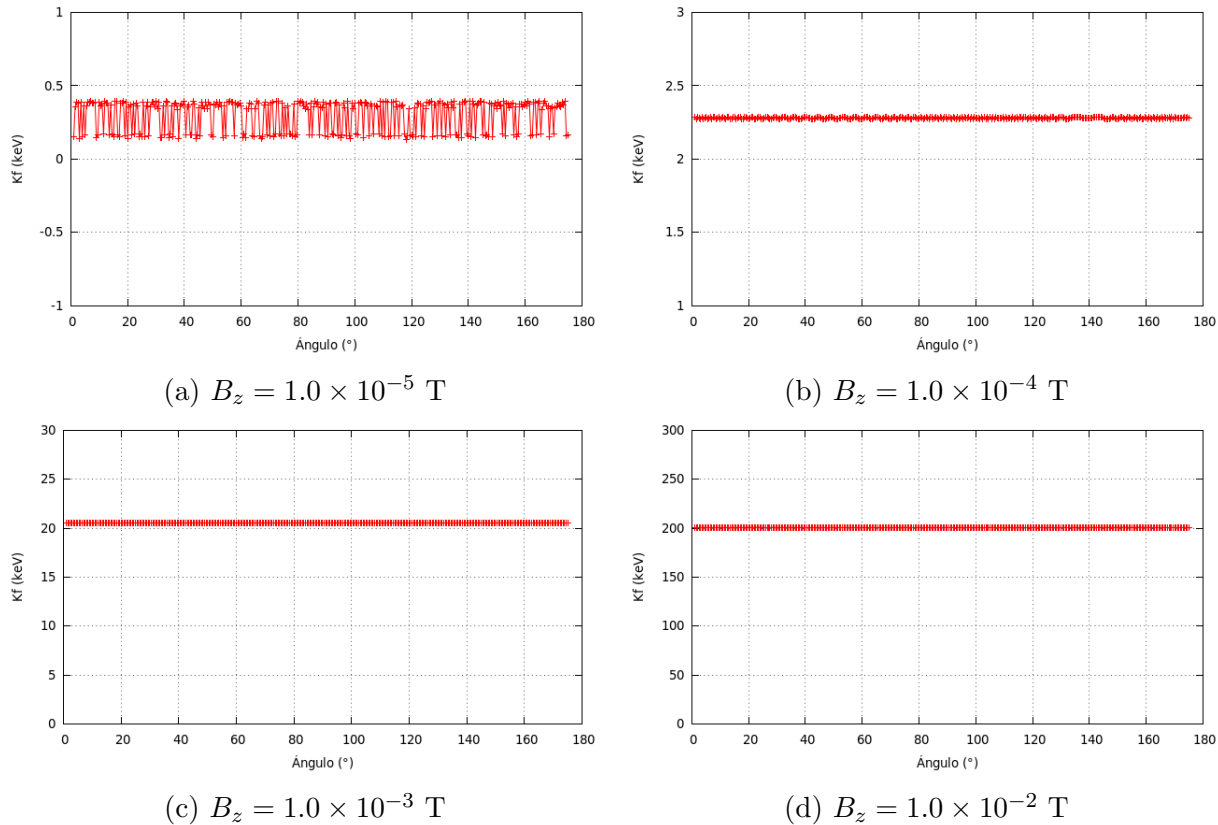


Figura 7-16.: Variación de la energía eyección de los electrones en función del ángulo de ingreso a la lámina de corriente para diferentes valores de la componente longitudinal B_z del campo magnético. Los electrones ingresan por el plano $y = 10.0$ m.

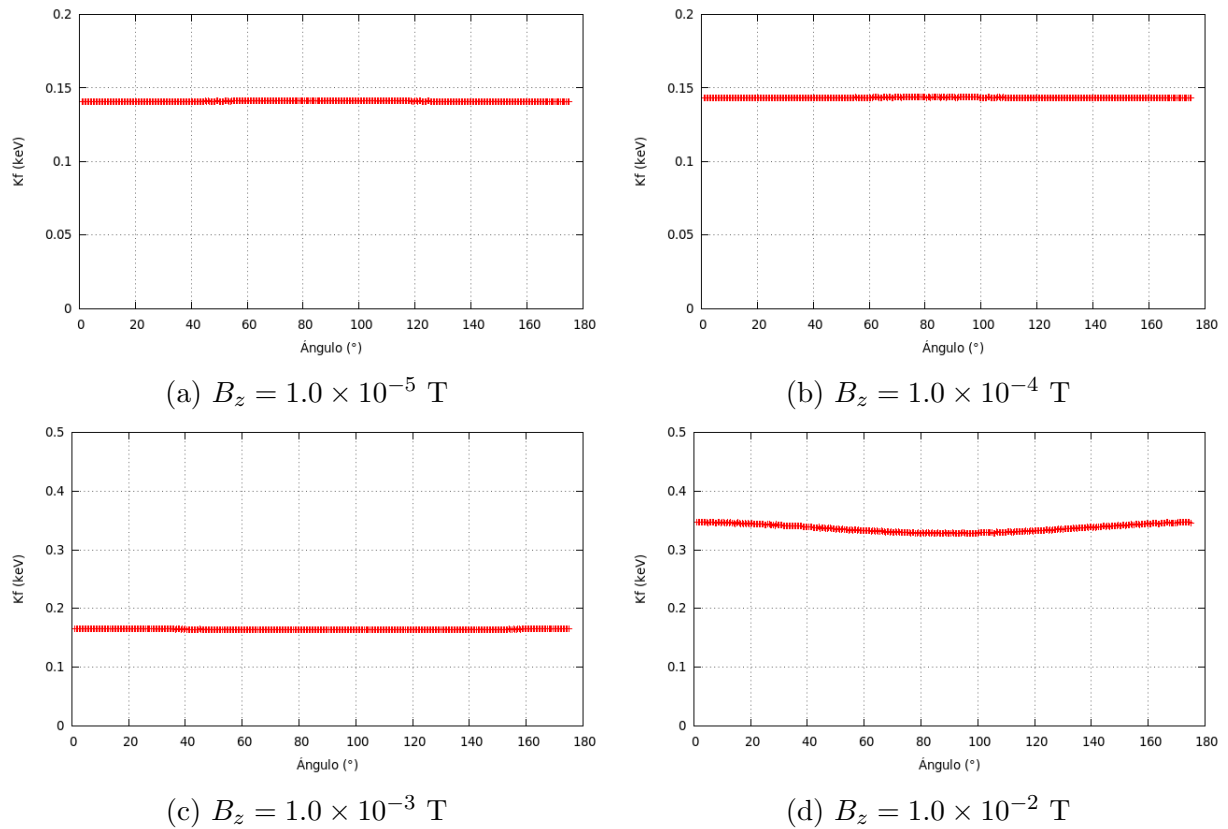


Figura 7-17.: Variación de la energía eyección de los electrones en función del ángulo de ingreso a la lámina de corriente para diferentes valores de la componente longitudinal B_z del campo magnético. Los electrones ingresan por el plano $y = -10.0$ m.

Lo que indican las gráficas en las figuras 7-16 y 7-17 es que no hay una influencia significativa del ángulo de incidencia (con el vector en el plano zy) de los electrones en la lámina de corriente en su energía de eyección. La energía de eyección permanece aproximadamente constante con respecto al ángulo. Los bajos valores de la energía en la figura 7-17 es por el “efecto rebote” comentado en la sección anterior.

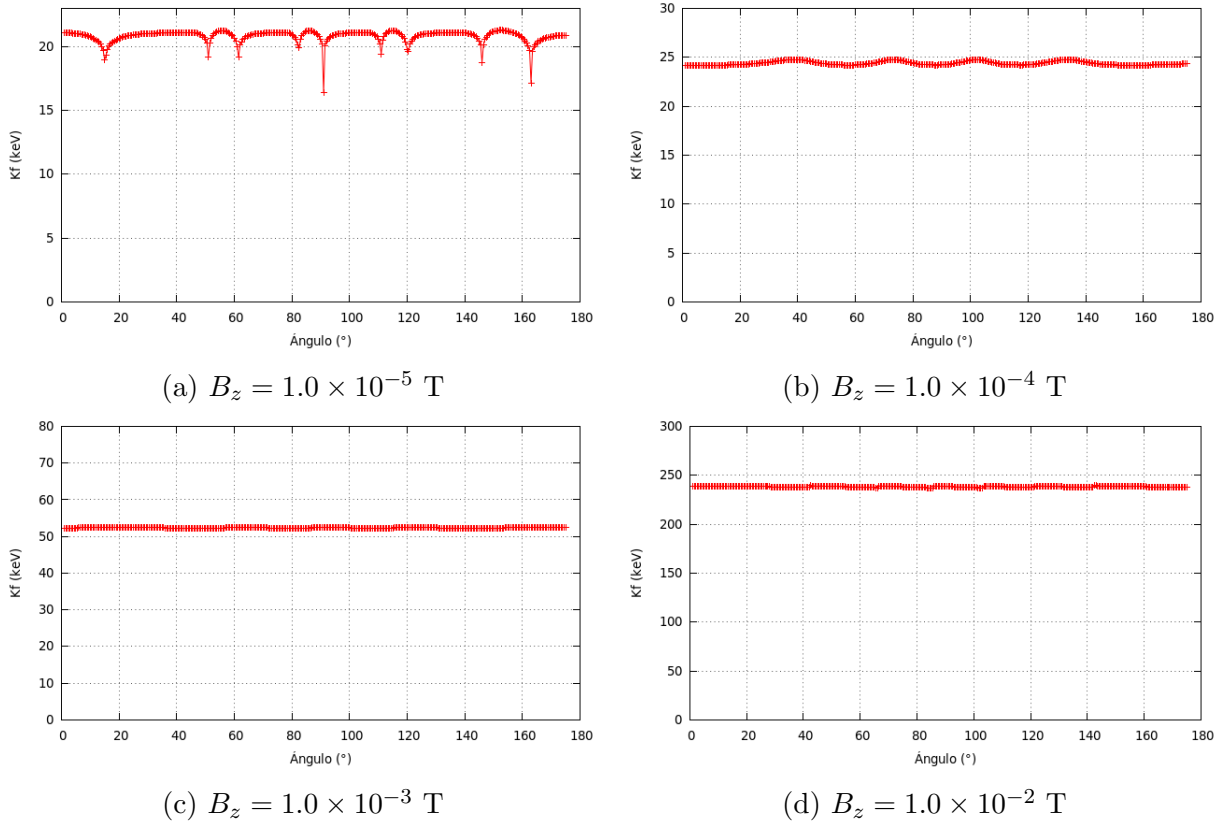


Figura 7-18.: Variación de la energía eyección de los protones en función del ángulo de ingreso a la lámina de corriente para diferentes valores de la componente longitudinal B_z del campo magnético. Los protones ingresan por el plano $y = -10.0$ m.

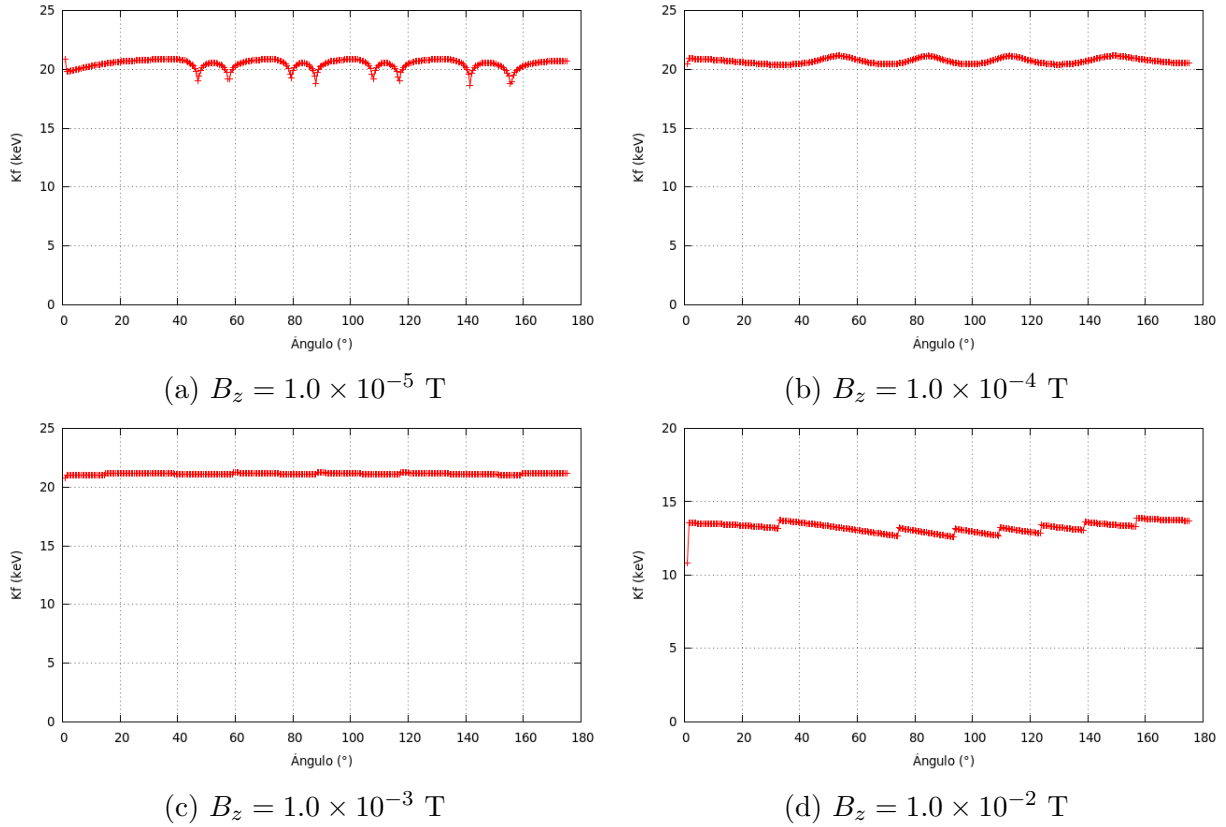


Figura 7-19.: Variación de la energía eyección de los protones en función del ángulo de ingreso a la lámina de corriente para diferentes valores de la componente longitudinal B_z del campo magnético. Los protones ingresan por el plano $y = 10.0$ m.

Al igual que los electrones la energía de eyección de los protones es aproximadamente independiente del ángulo con el que se ingresa a la lámina de corriente, como lo muestran las figuras 7-19 y 7-19b, aunque son distinguibles ligeras variaciones como se observa en las figuras 7-19a, 7-19d y 7-18a. De nuevo las bajas energías que se obtienen en las gráficas de la figura 7-19 es debido al “efecto rebote”.

Se concluye que el ángulo de incidencia de electrones y protones al entrar a la lámina de corriente (con el vector velocidad en el plano yz) no afecta de manera significativa la energía de eyección posterior a su aceleración, lo cual está acorde al hecho de que la velocidad de las partículas es térmica y por lo tanto pueden ingresar con cualquier ángulo a la lámina de corriente.

7.2.3. Variación de la componente perpendicular B_y del campo magnético

Continuando con el análisis de la influencia de la variación de los parámetros involucrados en la fuerza de Lorentz en la energía de eyección de electrones y protones, se analizará ahora la influencia de la componente perpendicular del campo magnético B_y . Nuevamente los electrones y protones ingresan por el plano superior o inferior de la lámina de corriente perpendicularmente con velocidades térmicas: 6.74×10^6 m/s para electrones y 1.57×10^5 m/s para los protones. Los parámetros de los campos magnéticos y eléctrico son, $E = 100$ V/m, $B_{x0} = 1.0 \times 10^{-2}$ T y $B_z = 1.0 \times 10^{-2}$ T y el semi-ancho de la lámina de corriente se toma como $a = 10.0$ m.

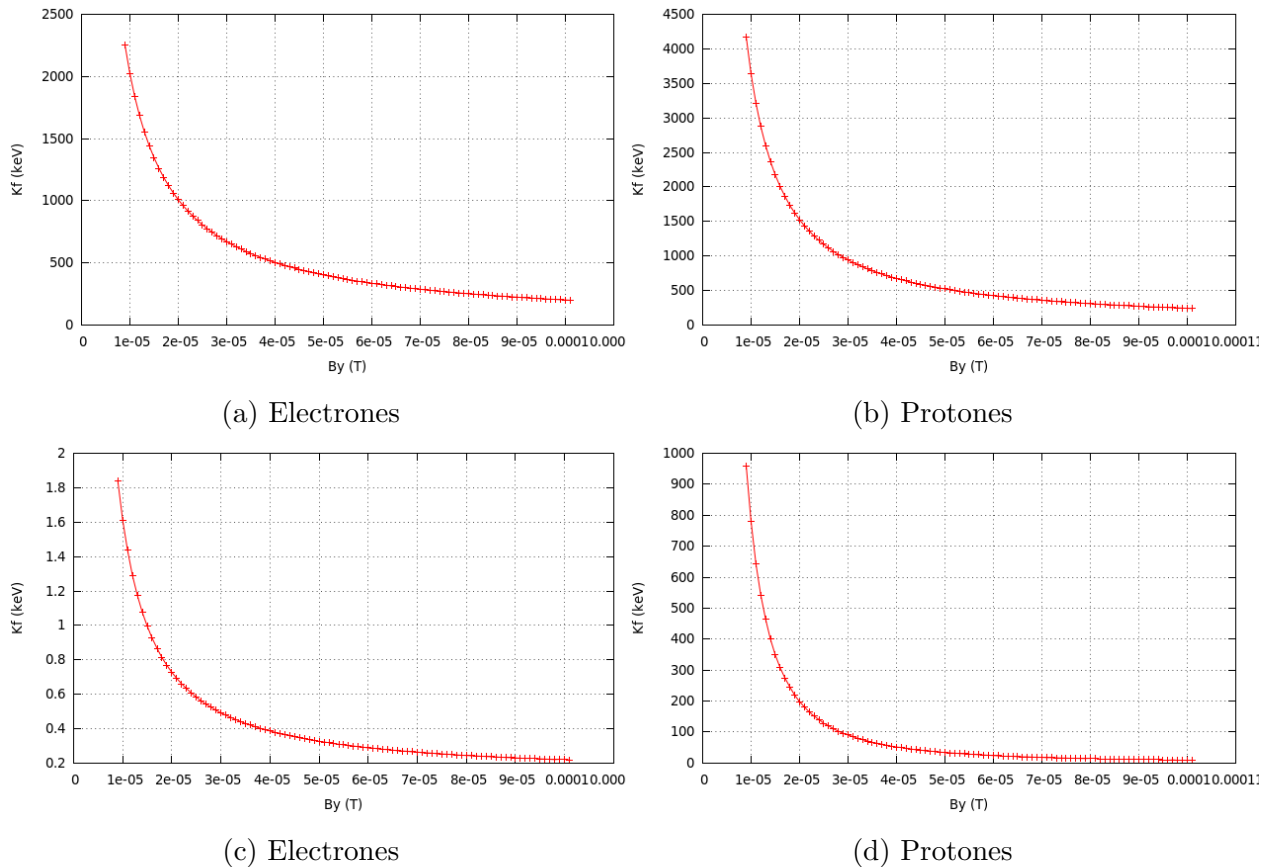


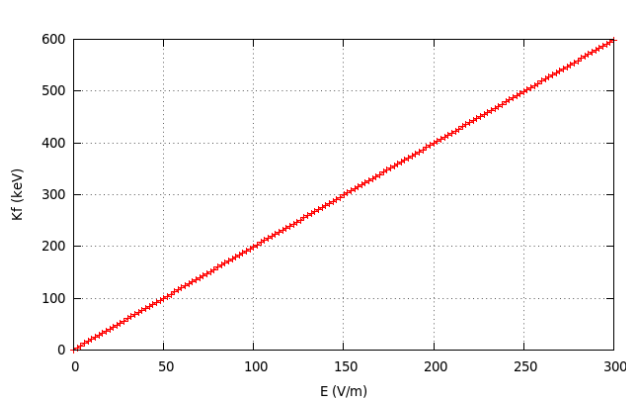
Figura 7-20.: Energía (cinética) K de electrones y protones al salir de la lámina de corriente en función de la componente perpendicular del campo magnético B_y . Los electrones en la figura 7-20a ingresan por el plano $y = 10$ m, mientras los protones en la figura 7-20b lo hacen por el plano $y = -10$ m. En la figuras 7-20c y 7-20d la situación es opuesta, los electrones ingresan por el plano $y = -10$ m y los protones por el plano $y = 10$ m.

Si la componente perpendicular del campo magnético B_y fuera nula, las partículas al ingresar

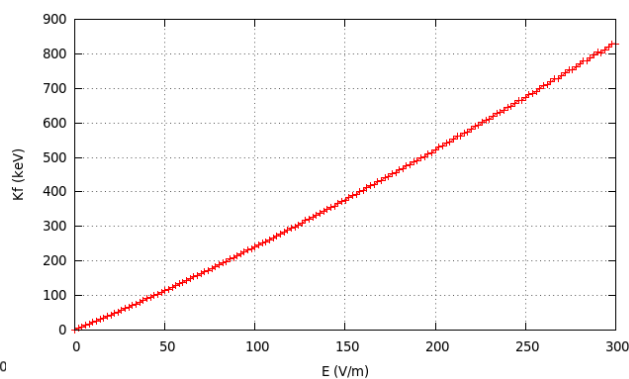
a la lámina de corriente oscilarían indefinidamente con respecto al plano medio de la lámina de corriente ($y = 0$ m) ganando cada vez mas energía. El efecto de la componente perpendicular del campo magnético es producir una inestabilidad en ese movimiento oscilatorio de tal forma que la partícula es expulsada de la lámina de corriente. Lo que se observa en las gráficas de la figura **7-20** es que a medida que aumenta la componente perpendicular del campo magnético la energía de eyección de las partículas se reduce, o de forma equivalente, si la componente perpendicular del campo magnético disminuye, la energía de eyección aumenta. Nótese como el comportamiento de la curva es asintótico en cuanto B_y se acerca a cero, aumenta cada vez más a medida que disminuye, si fuera cero la energía aumentaría sin límite ya que la partícula oscilaría indefinidamente sin ser expulsada. De nuevo las diferencias de energía entre las gráficas **7-20a** y **7-20b**, y las gráficas **7-20c** y **7-20d** se deben al “efecto rebote”.

7.2.4. Variación de la magnitud del campo eléctrico

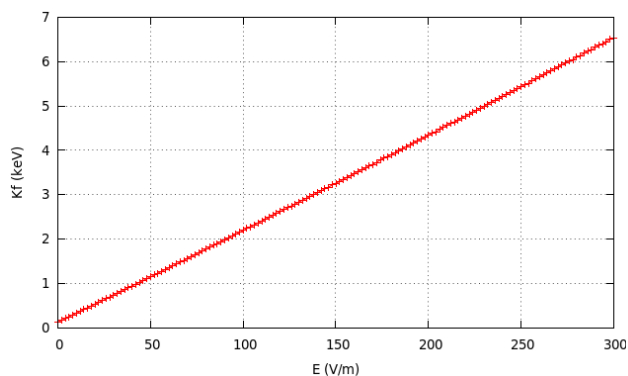
A continuación se analiza la variación de la energía de eyección de electrones y protones pero variando la intensidad del campo eléctrico. El rango de variación del campo eléctrico es hasta los 300 V/m acorde a lo que reporta Litvinenko (Litvinenko, 2003). Se utilizaron los siguientes parámetros para la simulación: $B_y = 1.0 \times 10^{-4}$ T, $B_{x0} = B_z = 1.0 \times 10^{-2}$ T, $a = 10$ m.



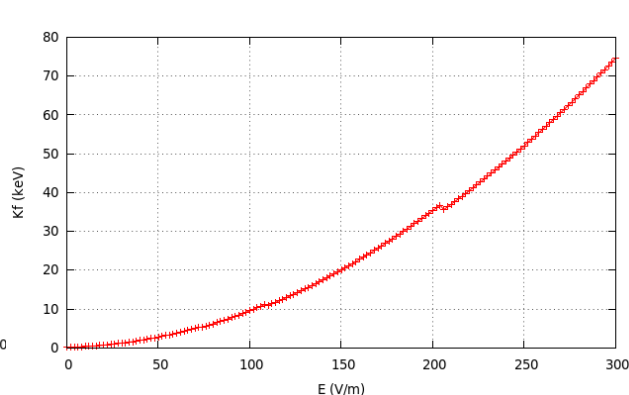
(a) Electrones ingresando por el plano $y = 10$ m.



(b) Protones ingresando por el plano $y = -10$ m.



(c) Electrones ingresando por el plano $y = -10$ m.

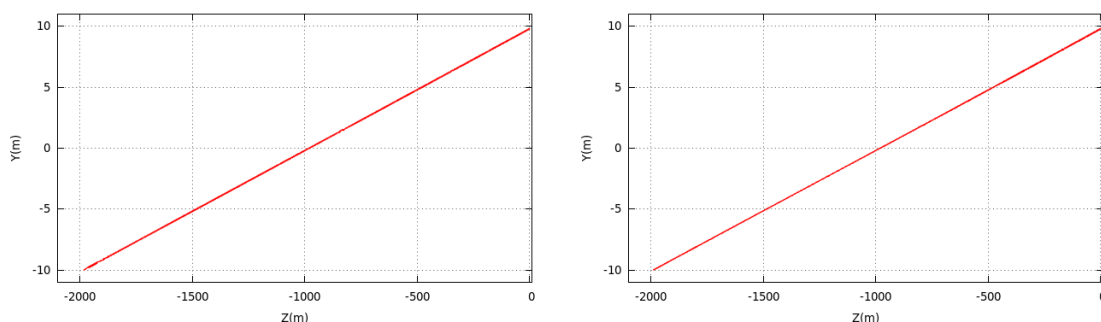


(d) Protones ingresando por el plano $y = 10$ m.

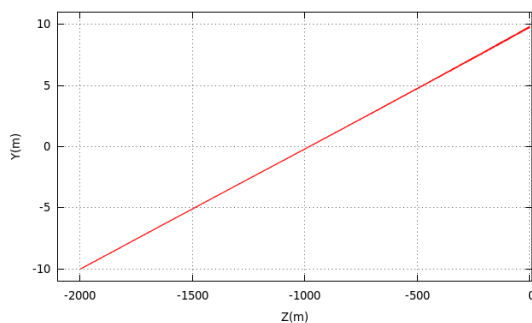
Figura 7-21.: Energía (cinética) K de electrones y protones al salir de la lámina de corriente en función de la intensidad del campo eléctrico.

Como era de esperarse la energía de eyección de protones y electrones aumenta conforme lo hace la magnitud del campo eléctrico, ya que el campo eléctrico es el único que directamente puede realizar trabajo sobre las partículas y por ende variar su energía. Los protones alcanzan mayores energías que los electrones en los 2 casos presentados (cuando el ingreso es por el plano superior e inferior), alcanzando los 900 keV si estos ingresan por el plano $y = -10$ m y para un campo eléctrico de 300 V/m. Los electrones alcanzan los 600 keV si ingresan por el plano $y = 10$ m para el mismo valor del campo eléctrico. En particular para el caso

en el que campo eléctrico tiene una magnitud de 100 V/m (valor utilizado por Zharkova) los electrones (ingresando por el plano $y = 10$ m) y los protones (ingresando por el plano $y = -10$ m) tienen energías comparables, alrededor de los 200 keV, un poco mayor para los protones. Para valores mayores de la magnitud del campo eléctrico las diferencias de energías son mas notorias. El aumento de la energía de los electrones es lineal si ingresan por el plano superior o inferior de la lámina de corriente, en el caso de los protones si ingresan por el plano superior (que corresponde al caso en el cual no ingresa completamente a la lámina de corriente) el aumento de la energía no es lineal.



(a) $E = 10$ V/m, $K_f = 19.9$ keV, $t_p = 5.40 \times 10^{-5}$ s. (b) $E = 100$ V/m, $K_f = 199$ keV, $t_p = 1.71 \times 10^{-5}$ s.



(c) $E = 300$ V/m, $K_f = 599$ keV, $t_p = 9.90 \times 10^{-6}$ s.

Figura 7-22.: Trayectoria de los electrones (plano yz) al interior de la lámina de corriente cuando ingresan por el plano $y = 10$ m, para diferentes valores de la magnitud del campo eléctrico. Se indican los valores de la energía cinética y tiempo de permanencia en la lámina de corriente.

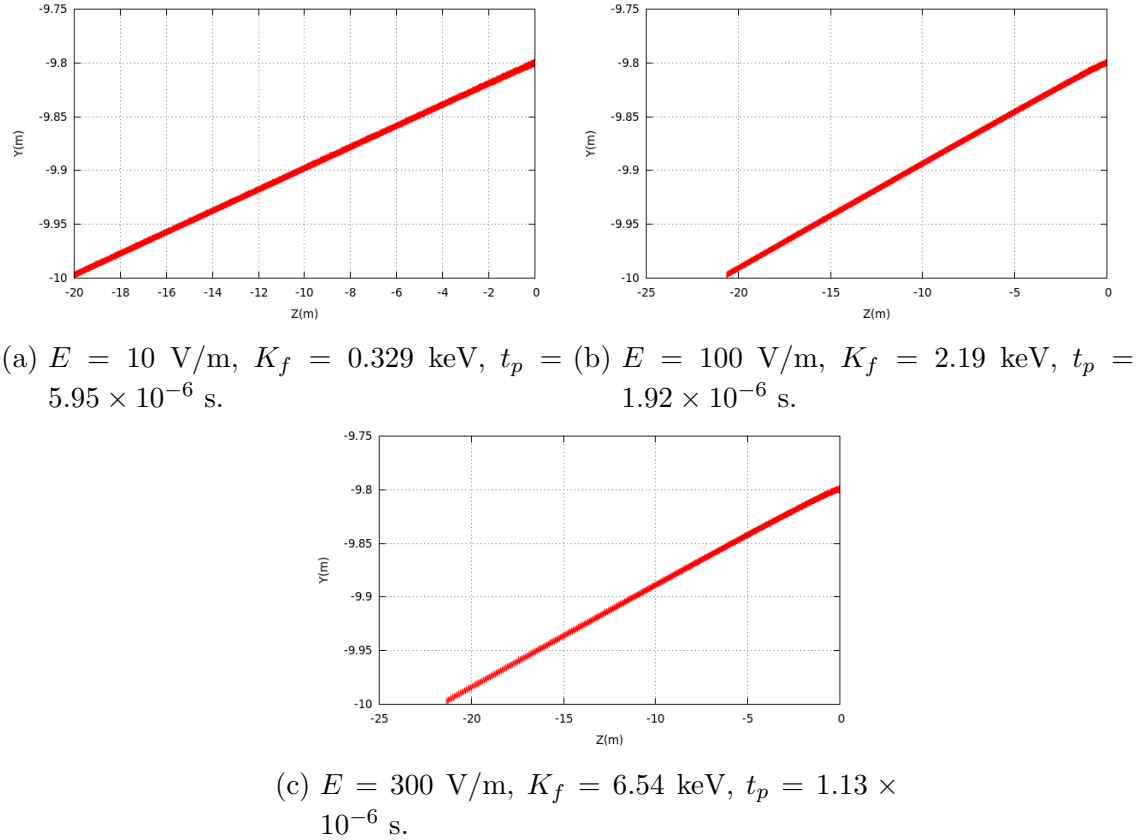
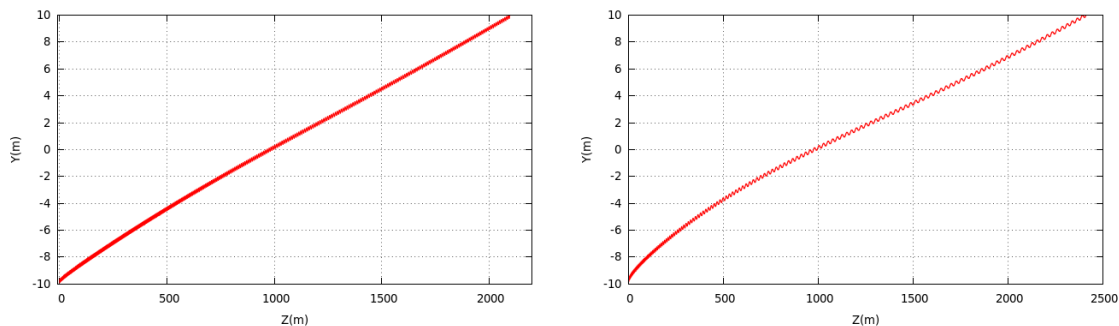


Figura 7-23.: Trayectoria de los electrones (plano yz) al interior de la lámina de corriente cuando ingresan por el plano $y = -10 \text{ m}$, para diferentes valores de la magnitud del campo eléctrico. Se indican los valores de la energía cinética y tiempo de permanencia en la lámina de corriente.

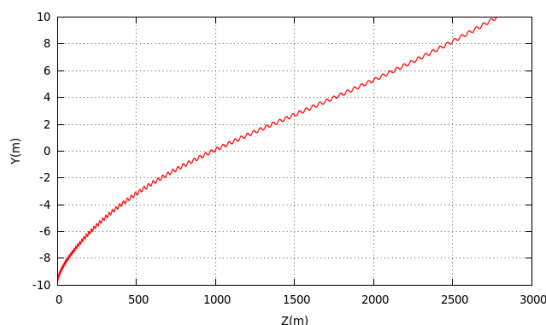
En la gráfica **7-22** se observa la trayectoria de los electrones al interior de la lámina de corriente cuando los electrones ingresan por el plano $y = 10$. Las tres figuras corresponde a 3 valores del campo eléctrico (10 V/m, 100 V/m, 300 V/m), las trayectorias en su forma son prácticamente idénticas y la distancia que recorren los electrones a lo largo del eje Z es la misma, sin embargo el tiempo de permanencia disminuye.

Si los electrones ingresan por el plano opuesto de la lámina de corriente **7-23** son rápidamente expulsados y por lo tanto ingresan muy poco en la lámina, lo cual se ve reflejado en los bajos valores de energías alcanzados por los electrones. Al igual que en la figura **7-22** las trayectorias de los electrones no varían apreciablemente con el aumento del campo eléctrico, tan sólo hay un leve aumento en la distancia longitudinal recorrida.

Si los protones ingresan por el plano $y = -10 \text{ m}$ (figura **7-24**) la trayectoria varía muy poco con el aumento de la intensidad del campo eléctrico. El tiempo de permanencia disminuye.



(a) $E = 10 \text{ V/m}$, $K_f = 21.1 \text{ keV}$, $t_p = 2.36 \times 10^{-3} \text{ s}$. (b) $E = 100 \text{ V/m}$, $K_f = 241 \text{ keV}$, $t_p = 7.94 \times 10^{-4} \text{ s}$.



(c) $E = 300 \text{ V/m}$, $K_f = 833 \text{ keV}$, $t_p = 4.88 \times 10^{-4} \text{ s}$.

Figura 7-24.: Trayectoria de los protones (plano yz) al interior de la lámina de corriente cuando ingresan por el plano $y = -10 \text{ m}$, para diferentes valores de la magnitud del campo eléctrico. Se indican los valores de la energía cinética y tiempo de permanencia en la lámina de corriente.

uye al igual que en el caso de los electrones (ingresando por el plano $y = 10 \text{ m}$). Se observa también como los protones cruzan la lámina de corriente completamente. La distancia longitudinal que recorren los protones es un poco mayor que la recorren los electrones en el caso análogo, y se observa un leve aumento en la distancia recorrida con el aumento de la intensidad del campo eléctrico.

Se observa en la figura 7-25 que si los protones ingresan por el plano $y = 10 \text{ m}$, no ingresan completamente a la lámina de corriente razón por la cual su energía de eyección es mucho menor con respecto al caso en el cual ingresan por el plano opuesto y su tiempo de permanencia en la lámina de corriente es menor. Los protones que ingresan por este plano no alcanzan el plano medio de la lámina de corriente. Las trayectorias de los protones si presentan diferencias apreciables si se aumenta la intensidad del campo eléctrico al recorrer una mayor distancia longitudinal e ingresar más en la lámina de corriente, así la trayectoria toma una forma de U mas notoria.

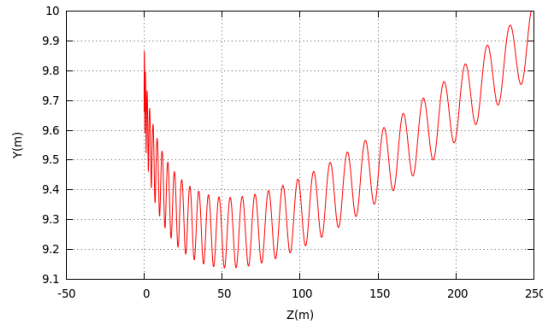
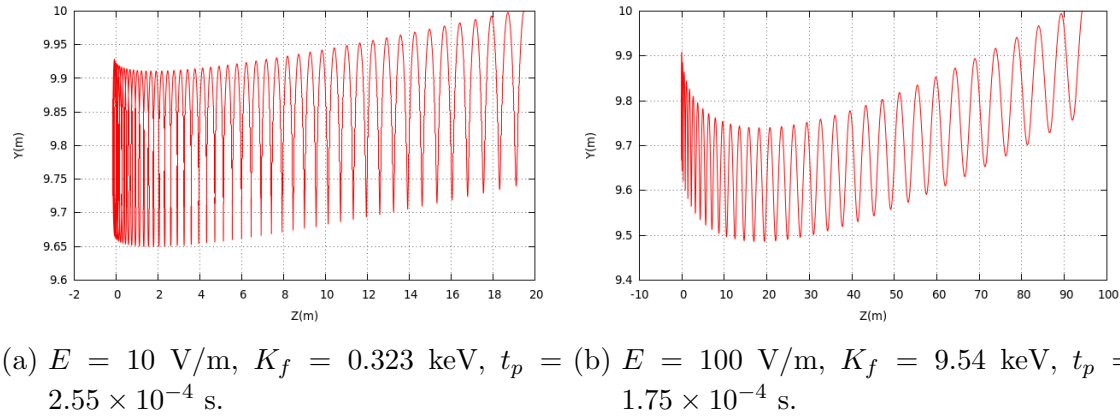


Figura 7-25.: Trayectoria de los protones (plano yz) al interior de la lámina de corriente cuando ingresan por el plano $y = 10$ m, para diferentes valores de la magnitud del campo eléctrico. Se indican los valores de la energía cinética y tiempo de permanencia en la lámina de corriente.

La energía obtenida por los electrones si ingresan por el plano superior (figura7-21a) está en el rango esperado (ver capítulo 3), pero si lo hacen por el plano inferior no alcanzan los 10 keV (figura7-21c) mínimos necesarios para explicar las emisiones en rayos X duros. Se presenta un caso similar para los protones, si ingresan por el plano inferior 7-21d, es decir si logran ingresar completamente a la lámina de corriente), los protones estarán en el rango de energías esperado pero si lo hacen por el plano opuesto no alcanzan las energías necesarias. En el caso particular de un campo eléctrico de magnitud de 100 V/m si los electrones pueden ingresar completamente a la lámina de corriente, se alcanzan energías mayores a los 100 keV obtenidas por Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004).

7.2.5. Variación del espesor de la lámina de corriente

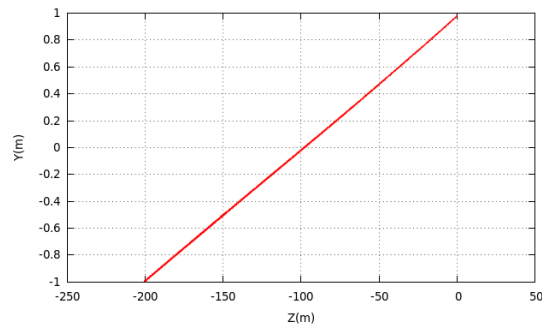
Por último se analizará como varía la energía de eyección cuando se varía el espesor de la lámina de corriente. Como valores para el semi-espesor de la lámina de corriente se tomaron $a = 1$ m (Litvinenko, 1996) y $a = 10, 30, 100$ m (Zharkova and Gordovskyy, 2004). Se consideran los electrones y protones ingresando perpendicularmente a la lámina de corriente por el plano superior $y = 10$ m y el plano inferior $y = -10$ km; con velocidades térmicas de 1.57×10^5 m/s para los protones y 6.74×10^6 m/s para los electrones. Se tomó como valor de la magnitud del campo eléctrico al interior de 100 V/m, y de las componentes del campo magnético $B_{x0} = 1.0 \times 10^{-2}$ T, $B_y = 1.0 \times 10^{-4}$ T y $B_z = 1.0 \times 10^{-2}$ T.

El aumento del espesor de la lámina de corriente no modifica la forma de las trayectorias de los electrones, estos atraviesan la lámina en una trayectoria rectilínea que se superpone al movimiento helicoidal que no se alcanza a resolver. Si el espesor aumenta la energía de eyección aumenta, a su vez (como era de esperarse) el tiempo de permanencia también lo hace. Como consecuencia de una mayor permanencia los electrones recorren cada vez una mayor distancia a lo largo de la lámina de corriente.

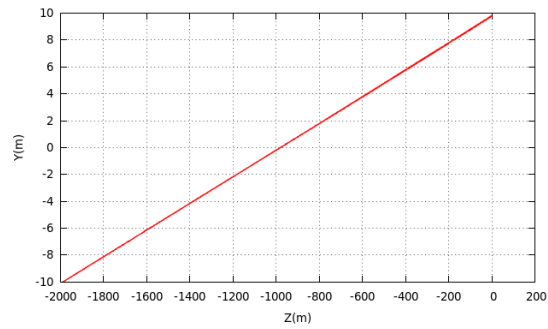
Nuevamente lo que se observa en la figura 7-27 es que los electrones son expulsados muy rápidamente de la lámina de corriente si estos ingresan por el plano inferior ($y < 0$).

Al igual que en el caso de los electrones ingresando por el plano superior (figura 7-26) el efecto de aumentar el espesor de la lámina de corriente es aumentar el tiempo de permanencia y energía de eyección de los protones, como se observa en la figura 7-28. Las energías alcanzadas por los protones son mayores que las logradas por los electrones en el caso similar y si el espesor de la lámina de corriente es mayor a 10 m, las energías alcanzadas por los protones son mayores a los 100 keV que corresponderían al límite inferior de energía necesario para explicar emisiones posteriores en rayos X de fulguraciones solares (ver 3).

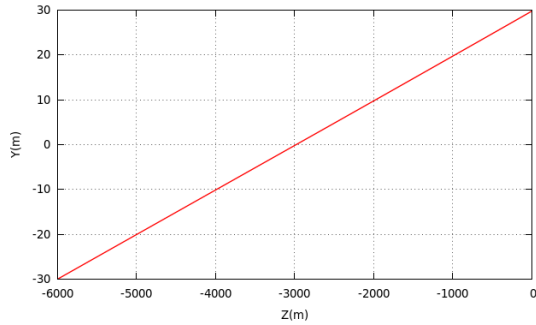
Si los protones ingresan por el plano superior (figura 7-29) se observa de nuevo el efecto rebote en el cual las partículas son expulsadas de la lámina de corriente muy pronto. No se observa que un aumento en el espesor de la lámina de corriente aumente la energía de eyección y además se observa como estas energías son muy reducidas en comparación con el caso mostrado en la figura 7-28, las cuales no alcanzan las energías necesarias para explicar una posible emisión en rayos X posterior producto de su ingreso a la cromósfera (ver capítulo 3).



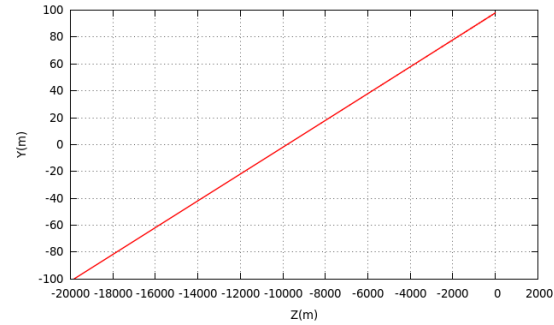
- (a) $a = 1.0$ m,
 $K_f = 20.1$ keV,
 $t_p = 5.43 \times 10^{-6}$ s.



- (b) $a = 10$ m,
 $K_f = 199$ keV,
 $t_p = 1.71 \times 10^{-5}$ s.



- (c) $a = 30$ m,
 $K_f = 599$ keV,
 $t_p = 2.98 \times 10^{-5}$ s.



- (d) $a = 100$ m,
 $K_f = 1.98 \times 10^3$ keV,
 $t_p = 5.41 \times 10^{-5}$ s.

Figura 7-26.: Trayectoria de los electrones (plano yz) al interior de la lámina de corriente cuando ingresan por el plano superior, para diferentes valores del espesor de la lámina de corriente (a). Se indican los valores de la energía cinética (K_f) y tiempo de permanencia (t_p) en la lámina de corriente.

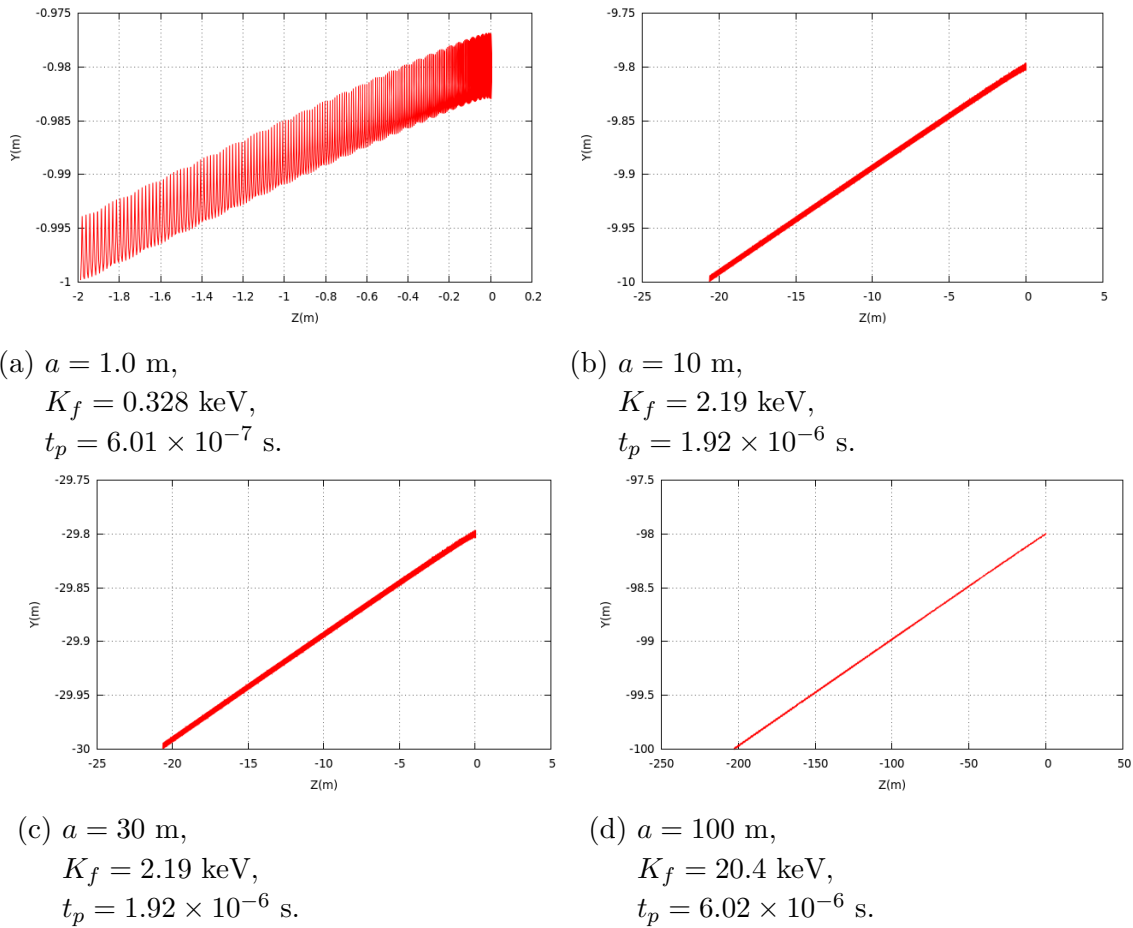
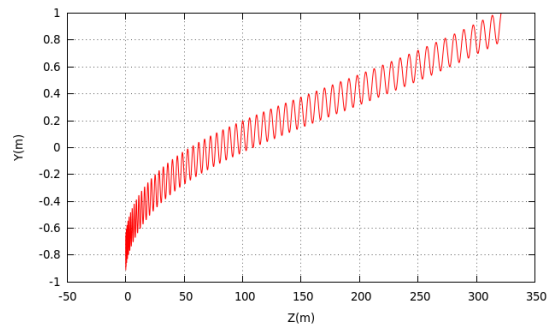
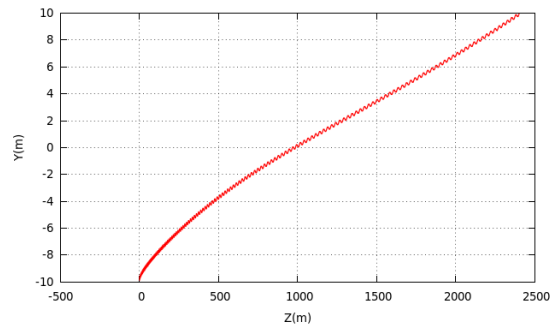


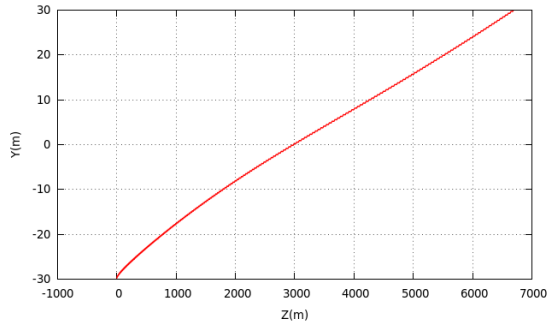
Figura 7-27.: Trayectoria de los electrones (plano yz) al interior de la lámina de corriente cuando ingresan por el plano inferior, para diferentes valores del espesor de la lámina de corriente (a). Se indican los valores de la energía cinética (K_f) y tiempo de permanencia (t_p) en la lámina de corriente.



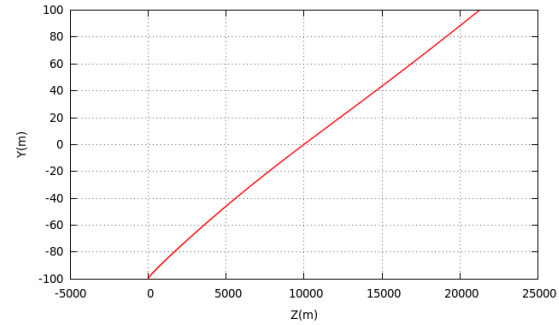
- (a) $a = 1.0$ m,
 $K_f = 32.2$ keV,
 $t_p = 2.78 \times 10^{-4}$ s.



- (b) $a = 10$ m,
 $K_f = 240$ keV,
 $t_p = 7.92 \times 10^{-4}$ s.



- (c) $a = 30$ m,
 $K_f = 669$ keV,
 $t_p = 1.33 \times 10^{-3}$ s.



- (d) $a = 100$ m,
 $K_f = 2.13 \times 10^3$ keV,
 $t_p = 2.39 \times 10^{-3}$ s.

Figura 7-28.: Trayectoria de los protones (plano yz) al interior de la lámina de corriente cuando ingresan por el plano inferior, para diferentes valores del espesor de la lámina de corriente (a). Se indican los valores de la energía cinética K_f y tiempo de permanencia en la lámina de corriente t_p .

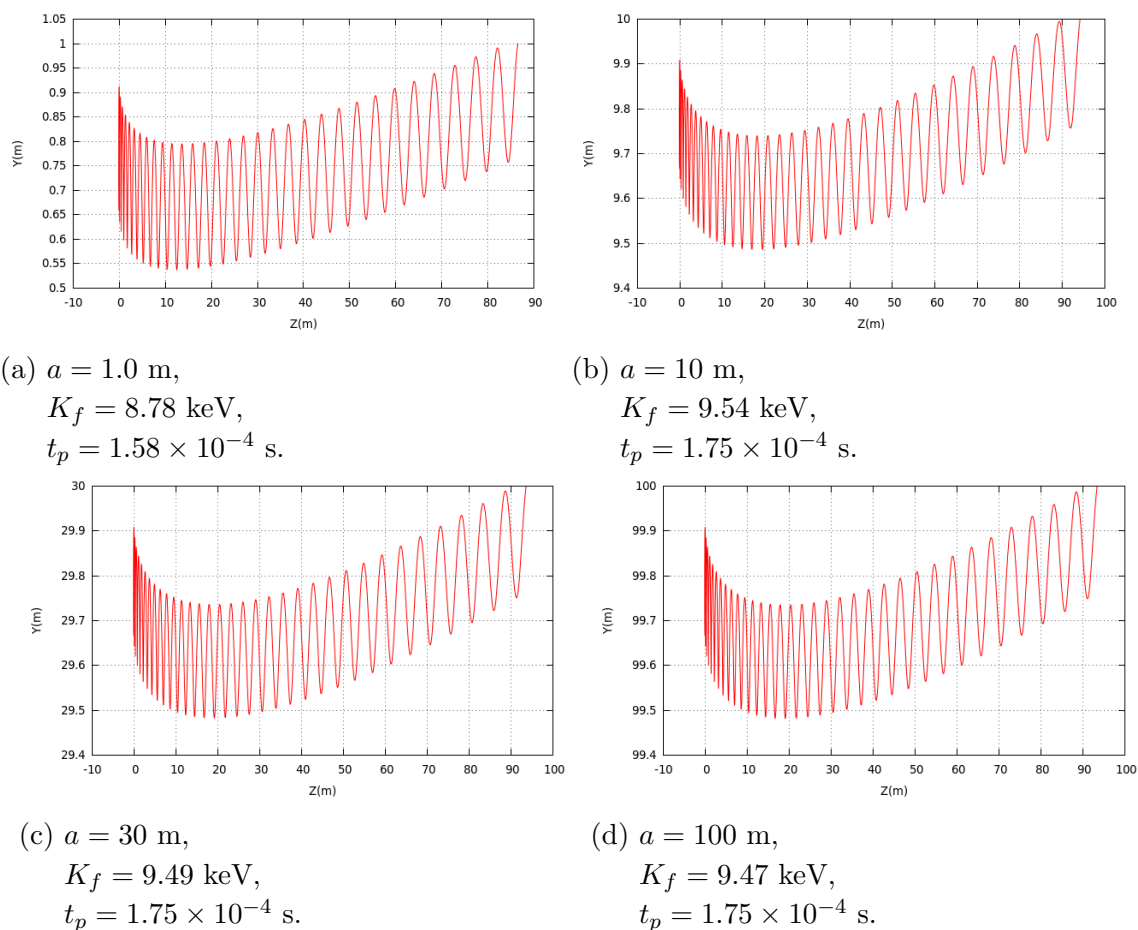


Figura 7-29.: Trayectoria de los protones (plano yz) al interior de la lámina de corriente cuando ingresan por el plano superior, para diferentes valores del espesor de la lámina de corriente (a). Se indican los valores de la energía cinética K_f y tiempo de permanencia t_p en la lámina de corriente.

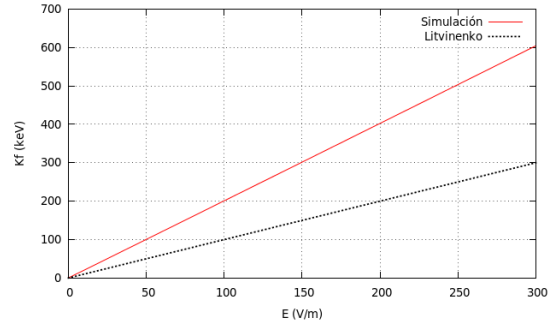
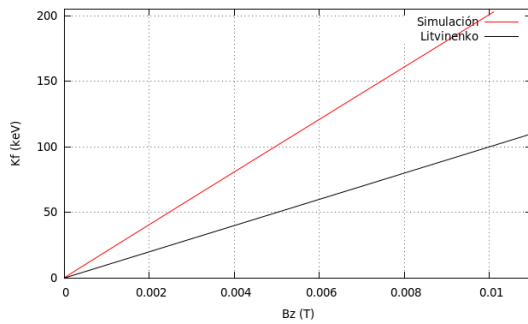
7.3. Comparación con la ecuación de ganancia de energía de Litvinenko

Es importante resaltar que el comportamiento de la energía de eyección de los electrones con respecto a la variación del campo eléctrico E , la componente longitudinal del campo magnético B_z , la componente perpendicular del campo magnético B_y , y el semi-ancho de la lámina de corriente (a); está acorde con la ecuación propuesta por Litvinenko (Litvinenko, 1996):

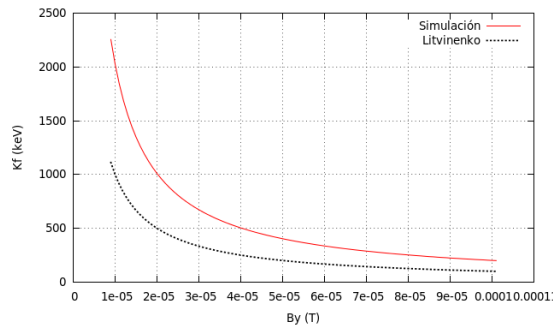
$$K_{max} = \frac{B_z}{B_y} eaE \quad (7-10)$$

es decir hay una dependencia lineal de la energía con B_z , E y a ; y es inversamente proporcional a B_y como se puede apreciar en las figuras **7-11a**, **7-21a**, **7-26**, **7-20a**.

En la gráfica **7-30** se comparan gráficamente los resultados obtenidos de la simulación con los calculados mediante la ecuación 4-6 de Litvinenko (Litvinenko, 1996). El comportamiento de las gráficas es el mismo para los dos casos, las diferencias se presentan es con los valores obtenidos. Se observa una relación lineal entre la energía de eyección de los electrones y la variación del campo longitudinal B_z (figura **7-30a**) y el campo eléctrico E (figura **7-30b**), sin embargo son mayores las energías obtenidas mediante la simulación que mediante la ecuación de Litvinenko. Ahora, la variación de la energía con respecto a la componente perpendicular B_y es inversamente proporcional para ambos casos (figura **7-30c**) pero de igual manera que en las gráficas comentadas anteriormente, se obtienen mayores energías mediante la simulación. Es necesario recordar que la simulación utiliza la topología de Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004) para los campos eléctrico y magnético al interior de la lámina de corriente y no la utilizada por Litvinenko en su deducción de la ecuación 4-6, lo cual explica la diferencia entre los valores obtenidos para la energía.



- (a) Variación de la energía de los electrones en función de B_z . Los parámetros usados fueron $a = 10$ m, $E = 100$ V/m, $B_y = 1.0 \times 10^{-4}$ T.
- (b) Variación de la energía de los electrones en función de E . Los parámetros usados fueron $a = 10$ m, $B_y = 1.0 \times 10^{-4}$ T, $B_z = 1.0 \times 10^{-2}$ T.



- (c) Variación de la energía de los electrones en función de B_y . Los parámetros usados fueron $a = 10$ m, $E = 100$ V/m, $B_z = 1.0 \times 10^{-2}$ T.

Figura 7-30.: Comparación de los resultados obtenidos mediante simulación con la ecuación 4-6 propuesta por Litvinenko (Litvinenko, 1996). Los electrones ingresan por el plano superior.

8. Conclusiones (Discusión final)

El objetivo de este trabajo era estudiar la dinámica de electrones y protones al interior de una lámina de corriente en una fulguración solar bajo la topología de Zharkova, para determinar si la energía a la cual son aceleradas las partículas mediante el mecanismo DC, pueden llegar a explicar la emisión en rayos X posterior de una fulguración solar. Por medio de un programa escrito en lenguaje Java, usando un integrador numérico que combinaba el método Leap-Frog con el método de Boris, se simuló las trayectorias que tendrían electrones y protones al interior de la lámina de corriente para así calcular sus energías de eyección. Con este trabajo no sólo se calculó las energías de eyección con los parámetros y topología de Zharkova(bajo el esquema de partícula de prueba), también se estudió como la variación algunos parámetros concernientes a la topología de los campos magnético y eléctrico y uno concerniente a la estructura de la lámina de corriente, influían en la energía de eyección de electrones y protones producto de la aceleración DC.

La validación del código con el cual se ejecutaba el programa se realizó comparando la trayectoria obtenida con la trayectoria teórica de un electrón moviéndose en un campo magnético constante y con la trayectoria teórica en una lámina de corriente bajo la primera aproximación (y topología) de Zharkova. En ambos casos la trayectoria teórica y simulada coincidían completamente (en el límite dado por el grosor de las líneas de las trayectorias). Con estas comparaciones se estableció que los datos arrojados por el programa son confiables.

Se analizaron la forma de las trayectorias y como estas cambiaban si las partículas ingresaban por los planos superior e inferior de la lámina de corriente. Se observó como si las partículas alcanzan el plano medio de la lámina de corriente oscilan con respecto a este plano hasta que son expulsadas. Se compararon las deflexiones en las trayectorias con los movimientos de deriva predichos por la teoría debido al campo eléctrico, el gradiente del campo magnético tangencial y la componente perpendicular del campo magnético.

Finalmente se realizó el estudio de la energía lograda por electrones y protones con respecto a la variación de los siguientes parámetros: la componente longitudinal del campo magnético B_z , la componente perpendicular del campo magnético B_y , el ángulo de ingreso de las partículas a la lámina de corriente (con el vector velocidad el plano yz), la magnitud del campo eléctrico y el semi-espesor de la lámina de corriente.

Los principales resultados de este trabajo son los siguientes:

1. *El mecanismo de aceleración DC con la topología de Zharkova puede acelerar electrones y protones hasta energías con las que es posible explicar la emisión en rayos X de fulguraciones solares.* Como se comentará a continuación esto se logra si electrones y protones atraviesan la lámina de corriente de plano a plano. Con la topología y parámetros de Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004) los electrones pueden alcanzar energías de hasta 200 keV y los protones energías hasta los 250 keV; energías superiores al estimado aproximado para justificar una emisión posterior en rayos X y que se encuentran en el intervalo de las energías obtenidas producto de las simulaciones realizadas Zharkova y Gontikakis como se comentó en el capítulo 3.
2. *El principal factor que puede influir en la aceleración y posterior ganancia de energía de electrones y protones es el plano por el cual ingresan a la lámina de corriente.* El ingreso por un plano (plano inferior para los electrones y superior para los protones) impide que las partículas permanezcan lo suficiente en la lámina de corriente para que sean aceleradas a las energías esperadas, de hecho en algunos casos, se puede considerar que las partículas son expulsadas inmediatamente, ya que como se comentó, la simulación se ejecuta con las partículas ya en el interior de la lámina pero muy cerca a sus planos exteriores, lo suficiente para que una trayectoria circular con el radio de Larmor este contenida y no termine la simulación prematuramente. Con estos resultados, con las condiciones de la simulación, se podría inferir que existe una separación de carga al ingresar las partículas, ya que por el plano por el cual puede ingresar completamente un electrón no es el mismo plano por el que lo puede hacer un protón y además las partículas que son aceleradas eficientemente abandonan la lámina de corriente por el plano opuesto por el que ingresaron como se observa en las figuras **7-14** y **7-15**. La distancia que pueda ingresar una partícula por su plano de “rebote” (con esto hago referencia al plano por el cual las partículas son expulsadas rápidamente), presenta una dependencia con la intensidad del campo longitudinal B_z , entre mayor sea este menos puede ingresar la partícula a la lámina de corriente (ver figura **7-12** para el caso de los electrones) y en el caso particular de los protones el aumento de B_z produce una disminución de la energía de eyección, contradiciendo la afirmación de Litvinenko (Litvinenko, 1996) que un aumento de la componente B_z magnetiza las partículas y así incrementa el tiempo de permanencia de las partículas en la lámina de corriente lo que produce un aumento en la energía de las mismas. Sin embargo, esta magnetización de las partículas se observa (para electrones y también para protones) si estas ingresan por el plano opuesto a su plano de “rebote”. En estos casos si se observa que la energía de eyección aumente con el aumento de B_z (ver figuras **7-14** y **7-15**).

La separación de carga en la eyección de las partículas es un fenómeno que ya ha sido estudiado. Zharkova (Zharkova and Gordovskyy, 2004) menciona que en sus simulaciones con la topología usada en este trabajo, los protones y electrones son eyectados

de lados opuestos de la lámina de corriente. Según Zharkova, al ser los electrones expulsados con velocidades de dos órdenes magnitud mayores que los protones, estos recorrerán la altura del arco en su caída en un tiempo menor que lo harán los protones. Por ejemplo, si la energía de eyección de los electrones es ≈ 30 keV el tiempo de precipitación es de aproximadamente 1 s. Para protones con energías de 100 keV el tiempo de precipitación aumenta a 10 s (Zharkova and Gordovskyy, 2004). Esta separación de la carga podría observarse indirectamente por medio de la emisión en rayos X de cada base del arco, según Zharkova una base mostrará un espectro en rayos X no térmico correspondiente a los electrones y la otra base un espectro térmico correspondiente a los protones (Zharkova and Gordovskyy, 2004).

3. *Un aumento de la componente longitudinal del campo magnético aumenta la energía de electrones y protones.* Previamente se comentó que si los protones ingresan por el plano superior, un aumento de B_z disminuye la energía de eyección al ser expulsadas. Ahora, si las partículas ingresan por los planos opuestos donde se presenta este efecto de expulsión prematura, la energía de eyección aumenta como se observa en las figuras **7-11a**, **7-11c** y **7-11b**. La magnetización de las partículas con el aumento de B_z es el principal tema de discusión de Litvinenko en su artículo de 1996 (Litvinenko, 1996). Sin el efecto de esta componente del campo magnético, las partículas serían expulsadas prematuramente de la lámina de corriente debido a la inestabilidad que produce en el movimiento oscilatorio (con respecto al plano $y = 0$) de las partículas, la componente perpendicular B_y .

La magnetización de las partículas que describe Litvinenko (Litvinenko, 1996) es un fenómeno en el cual las partículas son atrapadas en el interior de la lámina de corriente por efecto de la componente B_z del campo magnético. Esta magnetización según Litvinenko, ocurre si el campo B_z es mayor que un campo magnético longitudinal crítico (ecuación 4-5) como se comentó en el capítulo 3. En esta sección se calculó que el campo magnético crítico para valores de $E = 100$ V/m, $B_z = 1.0 \times 10^{-2}$ T, $B_y = 1.0 \times 10^{-4}$ T, $a = 10$ m, debe ser de $B_{z(crit)} = 7.54 \times 10^{-5}$ T $\approx 1.00 \times 10^{-4}$ T, con el cual se pueden obtener energías máxima para los electrones de $K_{max} = 100$ keV. Como ya se comentó si los electrones ingresan por el plano superior, las energías obtenidas son mayores, de hecho para los parámetros anteriores se logran energías de 200 keV como se observa en la figura **7-11a**.

4. *No hay dependencia de la energía de eyección con el ángulo de ingreso de electrones y protones.* Las figuras **7-16**, **7-18** muestran que al variar el ángulo de ingreso a la lámina de corriente (con el vector velocidad en el plano yz), no se observan variaciones significativas de la energía, lo cual está acorde con la velocidad térmica que tienen electrones y protones antes de su ingreso. La distribución de velocidades de las partículas es Maxwelliana por lo que no hay preferencia por un ángulo de ingreso en particular, por lo que es de esperarse que el mecanismo de aceleración no privilegie tampoco una

dirección en particular. Ninguno de los autores referenciados en este trabajo analiza el efecto que pueda tener el ángulo de ingreso a la lámina de corriente, sin embargo era necesario comprobar que no existía una influencia representativa en la ganancia de energía debido a este parámetro.

5. *El aumento de la componente perpendicular B_y del campo magnético disminuye la ganancia de energía.* Es claro que la presencia de una componente perpendicular del campo magnético produce una inestabilidad en el movimiento de aceleración de las partículas al interior de la lámina de corriente. Sin esta componente, las partículas se acelerarían a lo largo de toda la longitud de la lámina alcanzando energías poco realistas. Sin la presencia del campo longitudinal B_z las partículas saldrían prematuramente de la lámina de corriente sin alcanzar las energías necesarias para justificar la posterior emisión en rayos X. Lo que se observó en las gráficas de la figura **7-20**, es como habría de esperarse, si este factor de inestabilidad se aumenta la energía de eyección disminuirá y de hecho de manera pronunciada para valores entre $1 \times 10^{-5} - 2 \times 10^{-5}$ T.

A. Anexo: Código fuente del programa

A continuación se presenta el código fuente en Java del programa con el que se realizó la simulación.

```
package particleintegrator;

import java.io.*;
import java.util.Locale;

/* Simple particle integrator to show how to push particles
 * in particle in cell plasma simulation codes
 *
 * Derivation and overview is located at:
 * http://www.particleincell.com/2011/vxb-rotation/
 *
 * Written by Lubos Brieda, lubos.brieda@particleincell.com
 *
 * Visit http://www.particleincell.com/blog for articles on
 * scientific computing and plasma modeling
 *
 * Don't forget to reference particleincell.com if you find this work useful
 */
public class ParticleIntegrator
{
    public static void main(String[] args)
    {
        //Campo eléctrico y magnético
        double E[],B[];

        //Para la comparacion con la primera aproximación de Zharkova
        /*
        double xteor;
        double zteor;
        */

        double dt = 4e-11; //paso de integración para electrones
        //double dt = 0.01e-7; //paso de integración para protones
        double vf; //Magnitud de la velocidad final
        double Kf; //Energia cinética final
        int it, j; //Para control del ciclo for
        PrintWriter pw=null;

        //Para comparación con el caso de B uniforme
        /*
        //Creación del archivo de salida y manejo de excepciones
        try
        {
            FileOutputStream out = new FileOutputStream("Traj_B_uniform.txt");
            pw = new PrintWriter(out);
        }
        catch(Exception e)
        {
            System.err.println(e.toString());
        }

        //Creación de un partícula
        Particle part = SampleParticle();
        E=EvalE(part.x); //Evaluación del campo eléctrico en la pos inicial
        B=EvalB(part.x); //Evaluación de campo magnético en la pos inicial
        UpdateVelocity(part,E,B,-0.5*dt); //Calcular velocidad 0.5dt antes
        long start_time = System.nanoTime(); //inicio del reloj
        for (it =0; it < 40000; it++) //ejecutar 40000 pasos de integración
        {
            E=EvalE(part.x); //evaluación del campo eléctrico en la posición x
            B=EvalB(part.x); //evaluación del campo magnético en la posición x
            UpdateVelocity(part,E,B,dt); //calcular la velocidad
            PushParticle(part,dt); //mover partícula

            if (it%10==0) //imprimir posiciones y velocidades
```

```

        pw.printf(Locale.US,"%d %g %g %g %g %g\n",it,it*dt,
            part.x[0],part.x[1],part.x[2],
            part.v[0],part.v[1],part.v[2]);
    }

    long end_time = System.nanoTime(); //parar el reloj

    pw.close(); //cerrar el archivo

    System.out.printf(Locale.US, "Finished after %g seconds\n",
(double)(end_time - start_time)*1e-9);
    /*
    //-----
    //Para graficar el espectro de energía com variación del ángulo
    /*
    double angle = 1.0; //ángulo inicial
    try //creación del archivo de salida y manejo de excepciones
    {
        FileOutputStream out = new FileOutputStream("Energy.txt");
        pw = new PrintWriter(out);
    }

    catch(Exception e)
    {
        System.err.println(e.toString());
    }

    pw.println("angle it tp Kf"); //impresión de los nombres de las columnas
    Particle part = SampleParticle(); //creación de la partícula
    long start_time = System.nanoTime(); //inicio del reloj

    while(angle <= 175.0 ) //ejecutar hasta que el ángulo sea menor 175
    {
        E=EvalE(part.x); //evaluar campo eléctrico en la posición inicial
        B=EvalB(part.x); //evaluar campo magnético en la posición inicial
        UpdateVelocity(part,E,B,-0.5*dt);
        //ejecutar hasta que la partícula salga por uno de los planos de la lámina
        for (it=0;part.x[1] < 10.0 && part.x[1] > -10.0 ;it++)
        {
            E=EvalE(part.x); //evaluar campo eléctrico en la posición actual
            B=EvalB(part.x); //evaluar campo magnético en la posición actual
            UpdateVelocity(part,E,B,dt); //calcular velocidad
            PushParticle(part,dt); //mover partícula
        }
        vf=Math.sqrt(part.v[0]*part.v[0] +
            part.v[1]*part.v[1] +
            part.v[2]*part.v[2] ); //calcular rapidez en la eyección
        Kf = 0.5*part.m*(vf*vf)*(6.24150934e15); //calcular energía de eyección
        //imprimir datos
        System.out.printf(Locale.US, "ang= %g, vx=%g vy=%g vz=%g v=%g K=%g\n",
            angle, part.v[0], part.v[1], part.v[2], vf, Kf);
        pw.printf(Locale.US, "%g %g %g\n", angle, it*dt, Kf);
        angle += 0.5; //incrementar ángulo en 0.5
        part.x[0]=part.x[2]=0.0; //posición x inicial
        part.x[1]=-9.6; //posición inicial y protones
        //part.x[1]=-9.98; //posición inicial y electroes
        part.v[0]=0.0; // //velocidad inicial x
        //velocidad inicial y electrones
        part.v[1]=part.vel*Math.sin((angle*Math.PI)/180.0);
        //velocidad inicial y protones
        //part.v[1]=1.57e5*Math.sin((angle*Math.PI)/180.0);
        //velocidad inicial z
        part.v[2]=part.vel*Math.cos((angle*Math.PI)/180.0);
        //part.v[2]=1.57e5*Math.cos((angle*Math.PI)/180.0);
    }

    pw.close(); //cerrar archivo de salida
    long end_time = System.nanoTime(); //parar reloj
    System.out.printf(Locale.US, "Finished after %g seconds\n",
(double)(end_time - start_time)*1e-9);
    /*
    //-----
    //Para calcular la variació de energía variando Bz
    /*
    double Bz = 5e-6; //Bz inicial

    //crear archivo de salida y manejo de excepciones
    try
    {
        FileOutputStream out = new FileOutputStream("Energy.txt");
        pw = new PrintWriter(out);
    }
    catch(Exception e)

```

```

{
    System.err.println(e.toString());
}

    pw.println("B_z tp Kf"); \\imprimir columnas
    Particle part = SampleParticle(); \\crear partícula
    long start_time = System.nanoTime(); \\iniciar reloj

    while(Bz <= 1.01e-2) \\ejecutar hasta que Bz<= 1.01e-2
    {
        E=EvalE(part.x); //evaluar E en la posición inicial
        B=EvalB(part.x, Bz); //evaluar B en la posición inicial
        UpdateVelocity(part,E,B,-0.5*dt); //calcular velocidad
        //ejecutar hasta que la partícula llegue a uno de los planos
        for (it=0;part.x[1] < 10.0 && part.x[1] > -10.0 ;it++)
        {
            E=EvalE(part.x); //evaluar E
            B=EvalB(part.x, Bz); // evaluar B
            UpdateVelocity(part,E,B,dt); //calcular velocidad
            PushParticle(part,dt); //mover partícula
        }
        //calcular rapidez de eyección
        vf=Math.sqrt(part.v[0]*part.v[0] +
            part.v[1]*part.v[1] +
            part.v[2]*part.v[2] );
        //calcular energía de eyección
        Kf = 0.5*part.m*(vf*vf)*(6.24150934e15);
        //imprimir columnas
        pw.printf(Locale.US, "%g %g %g\n", Bz, it*dt, Kf);
        Bz += 5.0e-6; //Bz inicial
        part.x[0]=part.x[2]=0.0; // posición x inicial
        part.x[1]=9.99; //posición y inicial electrones
        //part.x[1]=9.8; //posición y inicial protones
        part.v[0]=part.v[2]=0.0; // velocidad x inicial
        //part.v[1]=-1.57e5; //velocidad y inicial protones
        part.v[1]=-6.74e6; //velocidad x inicial electrones
    }
    pw.close(); //cerrar archivo
    long end_time = System.nanoTime(); //parar reloj
    System.out.printf(Locale.US, "Finished after %g seconds\n",
(double)(end_time - start_time)*1e-9);
    /*

    /*****
    //Para graficar trayectorias
    //crear archivo de salida y manejo de excepciones
    try
{
    FileOutputStream out = new FileOutputStream("Trace.txt");
    pw = new PrintWriter(out);
}
catch(Exception e)
{
    System.err.println(e.toString());
}

    pw.println("it time x y z vx vy vz"); //imprimir nombres de columnas
    Particle part = SampleParticle(); //crear partícula
    E=EvalE(part.x); //evaluar E
    B=EvalB(part.x); //evaluar B
    UpdateVelocity(part,E,B,-0.5*dt); //calcular velocidad
    long start_time = System.nanoTime(); //iniciar reloj
    //for (it =0; it < 4000; it++)
    //ejecutar hasta que la partícula llegue al plano superior o inferior
    for (it=0;part.x[1] < 10.00 && part.x[1] > -10.00 ;it++)
    {
        E=EvalE(part.x); //evaluar E
        B=EvalB(part.x); //evaluar B
        UpdateVelocity(part,E,B,dt); //calcular velocidad
        PushParticle(part,dt); //mover partícula

        //Para la comparación con la primera aproximación de Zharkova
        //xteor = (100/1e-4)*( (9.109e-31/(1.602e-19*1e-4))
        // *Math.sin((1.602e-19*1e-4/9.109e-31)*it*dt) - it*dt);
        //zteor = (9.109e-31/1.602e-19)*(100/((1e-4)*(1e-4)))*( 1 -
        // Math.cos((1.602e-19*1e-4/9.109e-31)*it*dt));
        //

        //Para la comparación con la primera aproximación de Zharkova
    //if (it%5==0)
        // pw.printf(Locale.US,"%d %g %g %g %g %g %g %g\n",it,it*dt,

```

```

//      part.x[0],part.x[1],part.x[2],
//      part.v[0],part.v[1],part.v[2],
//      xteor, zteor);
//

//imprimir posiciones cada 10 pasos de integración
if (it%10==0)
    pw.printf(Locale.US,"%d %g %g %g %g %g %g\n",it,it*dt,
        part.x[0],part.x[1],part.x[2],
        part.v[0],part.v[1],part.v[2]);
}

long end_time = System.nanoTime(); //parar reloj
//calcular rapidez de eyección
vf=Math.sqrt(part.v[0]*part.v[0] +
    part.v[1]*part.v[1] +
    part.v[2]*part.v[2] );
//calcular la energia de eyección
Kf = 0.5*part.m*(vf*vf)*(6.24150934e15);
pw.close(); //cerrar archivo
//System.out.printf(Locale.US, "Ganancia de energía: %g \n", deltak);
System.out.printf(Locale.US, "Energía final (keV): %g \n", Kf);
System.out.printf(Locale.US, "Iteraciones: %d \n", it);
System.out.printf(Locale.US, "Tiempo de permanencia: %g \n", dt*it);
System.out.printf(Locale.US, "Finished after %g seconds\n",
(double)(end_time - start_time)*1e-9);
/*****

//Para calcular la variación de energía, variando By
/*
double By = 0.9e-5; //By inicial

//crear archivo de salida y manejo de excepciones
try
{
    FileOutputStream out = new FileOutputStream("Energy.txt");
    pw = new PrintWriter(out);
}
catch(Exception e)
{
    System.err.println(e.toString());
}

pw.println("B_y tp Kf"); //imprimir nombre de columnas
Particle part = SampleParticle(); //crear particulas
long start_time = System.nanoTime(); //iniciar reloj

while(By <= 1.01e-4) //ejecutar hasta que By sea igual 1.01e-4
{
    E=EvalE(part.x); //evaluar E
    B=EvalB(part.x, By); //evaluar B
    UpdateVelocity(part,E,B,-0.5*dt); //calcular velocidad
    //ejecutar hasta que la partícula salga por uno de los planos
    for (it=0;part.x[1] < 10.0 && part.x[1] > -10.0 ;it++)
    {
        E=EvalE(part.x); //evaluar E
        B=EvalB(part.x, By); //evaluar B
        UpdateVelocity(part,E,B,dt); //calcular velocidad
        PushParticle(part,dt); //mover partícula
    }
    //calcular rapidez de eyección
    vf=Math.sqrt(part.v[0]*part.v[0] +
        part.v[1]*part.v[1] +
        part.v[2]*part.v[2] );
    //calcular energia de eyección
    Kf = 0.5*part.m*(vf*vf)*(6.24150934e15);
    //Imprimir datos
    pw.printf(Locale.US, "%g %g %g\n", By, it*dt, Kf);
    By += 0.01e-4; //incrementar By
    part.x[0]=part.x[2]=0.0; // establecer x inicial
    //part.x[1]=-9.8; //establecer y inicial protones
    part.x[1]=9.99; //establecer y inicial electrones
    //part.x[1]=-9.8; //establecer y inicial protones
    part.v[0]=part.v[2]=0.0; //establecer vx inicial
    //part.v[1]=1.57e5; //establecer vy inicial protones
    part.v[1]=-6.74e6; //establecer vy inicial electrones
}
pw.close(); //cerrar archivo
long end_time = System.nanoTime(); //detener reloj
System.out.printf(Locale.US, "Finished after %g seconds\n",
(double)(end_time - start_time)*1e-9);
*/

```



```

/*****/
//Para calcular la variación de la energía variando E
/*
double Ei=0.1; //E inicial
//crear archivo
try
{
FileOutputStream out = new FileOutputStream("Energy.txt");
pw = new PrintWriter(out);
}
catch(Exception e)
{
System.err.println(e.toString());
}

//imprimir nombre de columnas
pw.println("E tp Kf");
Particle part = SampleParticle(); //crear partículas
long start_time = System.nanoTime();
while(Ei <= 300.1) //ejecutar hasta que E sea igual a 300.1
{
E=EvalE(part.x, Ei); //evaluar E
B=EvalB(part.x); //evaluar B
UpdateVelocity(part,E,B,-0.5*dt); //calcular velocidad
//ejecutar hasta que la partícula salga de la lámina
for (it=0;part.x[1] < 10.0 && part.x[1] > -10.0 ;it++)
{
E=EvalE(part.x, Ei); //evaluar E
B=EvalB(part.x); //evaluar B
UpdateVelocity(part,E,B,dt); //calcular velocidad
PushParticle(part,dt); //mover partícula
}
//calcular rapidez de eyección
vf=Math.sqrt(part.v[0]*part.v[0] +
part.v[1]*part.v[1] +
part.v[2]*part.v[2] );
//calcular energía de eyección
Kf = 0.5*part.m*(vf*vf)*(6.24150934e15);
//Imprimir datos
pw.printf(Locale.US, "%g %g %g\n", Ei, it*dt, Kf);
Ei += 2.0; //incrementar campo eléctrico
part.x[0]=part.x[2]=0.0; // establecer x, z inicial
part.x[1]=9.99; //establecer y inicial electrones
//part.x[1]=-9.80; //establecer x inicial protones
part.v[0]=part.v[2]=0.0; //establecer vx inicial
//part.v[1]=-1.57e5; //establecer vy inicial protones
part.v[1]=-6.74e6; //establecer vy inicial electrones
}
pw.close(); //cerrar archivo
long end_time = System.nanoTime();
System.out.printf(Locale.US, "Finished after %g seconds\n",
(double)(end_time - start_time)*1e-9);
*/
}

//para calcular la velocidad
static void UpdateVelocity(Particle part, double E[], double B[], double dt)
{
//para calcular la velocidad con el método de Boris
UpdateVelocityBoris(part, E, B, dt);
}

//para crear un objeto tipo partícula
static class Particle
{
double x[] = new double [3]; //arreglo para registrar la posición
double v[] = new double [3]; //arreglo para registrar la velocidad
double vel; //para registrar la magnitud de la velocidad
//double angle;
final double q = -1.602e-19; //carga de la partícula
final double m = 9.109e-31; //masa del electrón
//final double m = 1.673e-27; //,asa del protón
}

//para crear un objeto tipo partícula
static Particle SampleParticle()
{
Particle part = new Particle();

//Para la comparación con B uniforme
/*
part.x[0]=part.x[1]=part.x[2]=0;

```

```

part.vel = 6.74e6;
part.v[0] = part.vel; //Movimiento no plano
part.v[1]=part.v[2]=0; //x-z
*/

//-----

part.x[0] = 0; //x inicial
part.x[1]=9.99; //y inicial electrones
//part.x[1] = -9.8; //y inicial protones
part.x[2] = 0; //z inicial

/*Para la comparación con la primera aproximación de Zharkova
part.x[0]=part.x[1]=part.x[2]=0;
part.vel = 1e7;
part.angle = 0;
part.v[0]=0;
part.v[1]=part.v[2]=0;
*/

//part.vel = 1.57e5; //velocidad térmica de los protones
part.vel = 6.74e6; //velocidad térmica de los electrones
//part.angle = (90.0*Math.PI)/180.0;

part.v[0] = 0; //velocidad x inicial
//part.v[1]=-1e7;
//velocidad y inicial
part.v[1] = (part.vel*Math.sin((-90.0*Math.PI)/180.0));
//part.v[1]=-1.57e5;
//velocidad z inicial
part.v[2]=0;
//part.v[2] = (part.vel*Math.cos((-90.0*Math.PI)/180.0));

/*
part.v[0]=0;
part.v[1]=-1e7;
part.v[2]=0;
*/
return part;
}

//para evaluar el campo eléctrico en la posición de la partícula
static double[] EvalE(double pos[])
{
double E[] = new double[3];

//Para a comparacao com B uniforme
//E[0]=E[1]=E[2]=0;

//Zharkova
E[0] = 0;
E[1] = 0;
E[2] =100.0; // (V/m) Zharkova

//E[0]=E[1]=E[2]=0;

//Litivinenko
/*
E[0] = 0;
E[1] = 0;
E[2] = 1000.0; // (V/m)
*/
return E;
}
//para evaluar el campo eléctrico en la posición de la partícula
//cuando este es variable
static double[] EvalE(double pos[], double Ei)
{
double E[] = new double[3];

//Zharkova

E[0] = 0;
E[1] = 0;
E[2] = Ei; // (V/m) Zharkova

```

```

//E[0]=E[1]=E[2]=0;

//Litvinenko
/*
E[0] = 0;
E[1] = 0;
E[2] = 1000.0; // (V/m)
*/
return E;
}

//para evaluar el campo magnético en la posición de la partícula
static double[] EvalB(double pos[])
{
double B[] = new double[3];

//Para la comparación con B uniforme
/*
B[0] = 0;
B[1] = 1e-4;
B[2] = 0;
*/

/*Para la comparación con la primera aproximación de Zharkova
B[0] = 0;
B[1] = 1e-4;
B[2] = 0;
*/

//Zharkova, topologia 1
//
double a = 10.0; //semi-espesor de la lámina de corriente
B[0] = 0.01*StrictMath.tanh(-(pos[1]/a)); //Bx topología zharkova
B[1] = 1e-4; //By topología zharkova
B[2] = 1.00e-2; //Bz topología zharkova
//B[2] = 1.0e-2;
//

//Litvinenko
/*
double a = 1.0; //semi-espesor de la lámina de corriente
B[0] = -(pos[1]/a)*1e-2; //Bx topología de Litvinenko
B[1] = 1e-4; //By topología de Litvinenko
B[2] = 1e-5; //Bz topología de Litvinenko
*/

return B;
}

//Para evaluar el campo magnético en la posición de la partícula
//cuando este es variable
static double[] EvalB(double pos[], double Bzi)
{
double B[] = new double[3];

/*Para la comparación con la primera aproximación de Zharkova
B[0] = 0;
B[1] = 1e-4;
B[2] = 0;
*/

//Zharkova topologia 1

double a = 10.0; //semi-espesor
B[0] = 0.01*StrictMath.tanh(-(pos[1]/a)); //Bx topología de zharkova
//B[1] = 1e-4;
B[1] = Bzi; //By topología de zharkova
//B[2] = Bzi;
B[2] = 1e-2; //Bz topología de zharkova

//Zharkova, topologia 2
/*
double a = 10.0; //(m) zharkova
B[0] = 0.01*StrictMath.tanh(-(pos[1]/a)); //Zharkova
B[1] = 0.01*(pos[0]/a); //Bp zharkova
B[2] = Bzi; //Bl (T) Zharkova
*/

//Litvinenko
/*

```

```

        double a = 1.0; // semiespesor
        B[0] = -(pos[1]/a)*1e-2; //Bx topología litvinenko
B[1] = 1e-4; //By topología de litvinenko
        B[2] = Bzi; //Bz topología de litvinenko
        */

return B;
}

/*static void ChangeAngle(Particle part, double angle_var)
{
    part.angle = angle_var;
}*/

//para mover la partícula
static void PushParticle(Particle part, double dt)
{
    part.x[0] += part.v[0]*dt;
    part.x[1] += part.v[1]*dt;
    part.x[2] += part.v[2]*dt;
}

//definición del producto vectorial
static double[] CrossProduct(double v1[], double v2[])
{
    double r[] = new double[3];
    r[0] = v1[1]*v2[2]-v1[2]*v2[1];
    r[1] = -v1[0]*v2[2]+v1[2]*v2[0];
    r[2] = v1[0]*v2[1]-v1[1]*v2[0];
    return r;
}

//calculo de la velocidad mediante el método de boris
static void UpdateVelocityBoris(Particle part, double E[], double B[], double dt)
{
    double v_minus[] = new double[3];
    double v_prime[] = new double[3];
    double v_plus[] = new double[3];

    double t[] = new double[3];
    double s[] = new double[3];
    double t_mag2;

    int dim;

    /*t vector*/
    for (dim=0;dim<3;dim++)
        t[dim] = part.q/part.m*B[dim]*0.5*dt;

    /*magnitude of t, squared*/
    t_mag2 = t[0]*t[0] + t[1]*t[1] + t[2]*t[2];

    /*s vector*/
    for (dim=0;dim<3;dim++)
        s[dim] = 2*t[dim]/(1+t_mag2);

    /*v minus*/
    for (dim=0;dim<3;dim++)
        v_minus[dim] = part.v[dim] + part.q/part.m*E[dim]*0.5*dt;

    /*v prime*/
    double v_minus_cross_t[] = CrossProduct(v_minus, t);
    for (dim=0;dim<3;dim++)
        v_prime[dim] = v_minus[dim] + v_minus_cross_t[dim];

    /*v plus*/
    double v_prime_cross_s[] = CrossProduct(v_prime, s);
    for (dim=0;dim<3;dim++)
        v_plus[dim] = v_minus[dim] + v_prime_cross_s[dim];

    /*v n+1/2*/
    for (dim=0;dim<3;dim++)
        part.v[dim] = v_plus[dim] + part.q/part.m*E[dim]*0.5*dt;
}

//para calcular el determinante de un vector
static double Determinant (double a[] [])
{
    return a[0][0]*(a[1][1]*a[2][2]-a[1][2]*a[2][1]) -
a[0][1]*(a[1][0]*a[2][2]-a[1][2]*a[2][0]) +
a[0][2]*(a[1][0]*a[2][1]-a[1][1]*a[2][0]);
}

```

```
    }

    //para multiplicar los vectores
    static double[] MatrixVectMult(double a[][], double x[])
    {
double b[] = new double[3];

for (int dim=0;dim<3;dim++)
    b[dim] = a[dim][0]*x[0] + a[dim][1]*x[1] + a[dim][2]*x[2];

return b;
    }

    //para sumar dos vectores
    static double[] VectVectAdd(double a[], double b[])
    {
double r[] = new double[3];

for (int dim=0;dim<3;dim++)
    r[dim]=a[dim]+b[dim];

return r;
    }
}
```

Bibliografía

- Markus Aschwanden. *Physics of the Solar Corona*. Springer, 2006.
- Arnoldo Benz. *Plasma Astrophysics, Kinetic Process in Solar and Stellar Coronae*. Kluwer Academic Publisher, 2002.
- Arvind Bhatnagar and William Livingston. *Fundamentals of Solar Astronomy*. World Scientific in Astronomy and Astrophysics - Vol 6, 2005.
- Charles K. Birdsall and A. B. Langdon. *Plasma Physics via Computer Simulation*. Adam Hilger, 1991.
- J Boris. *The acceleration calculation from a scalar potential*. Plasma Physics Laboratory, Princeton University, 1970.
- Bradley Carrol and Dale Ostlie. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Person International Edition, 2007.
- R. B. Decker and L. Vhalos. *Astrophysical Journal*, 306:710, 1986.
- P. Foukal and S. Hinata. *Solar Physics*, 132:307, 1991.
- C. Gontikakis, A. Anastasiadis, and C. Eftymiopoulos. Particle distributions and x-ray spectra in single or multiple solar current sheet. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 378:1019–1030, 2007.
- G. D. Holman. Particle acceleration in large-scale dc electric fields. *High Energy Solar Physics Workshop - Anticipating HESSI*, 206:135, 2000.
- Hannu Karttunen and Pekka Kröger. *Fundamentals Astronomy*. Springer, 2003.
- Kenneth Lang. *The Sun from Space*. Springer, 2009.
- R. P. Lin and R. A. Schwartz. *Ap. J.*, 312:462, 1987.
- Y. Litvinenko. Particle acceleration in reconnecting current sheets with a nonzero magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 462:997–1004, 1996.
- Y. Litvinenko. Particle acceleration by magnetic reconnection. *K.-L. Klein (Ed.)*, LNP 612: 213–229, 2003.

- Y. Litvinenko and B. Somov. *Solar Physics*, 158:317, 1995.
- P. C. H. Martens and A. Young. Neutral beams in two-ribbon flares and in the geomagnetic tail. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 73:333–342, 1990.
- Particle In Cell Consulting LLC. Particle in cell consulting (pic-c). <http://www.particleincell.com/>, 2014. [Online; accessed 16-April-2014].
- C. J. Schrijver and C. Zwaan. *Solar and Stellar Magnetic Activity*. Cambridge University Press, 2000.
- T. V. Siversky and Zharkova. V. Particle acceleration in a reconnecting current sheet: Pic simulation. *ArXiv*, 2009.
- B. V. Somov. *Physical Processes in Solar Flares*. Kluwer, Dordrecht, 1992.
- B. V. Somov. *Plasma Astrophysics Part II. Reconnection and Flares*. Springer, 2006a.
- B. V. Somov. *Plasma Astrophysics Part I*. Springer, 2006b.
- T. W. Speiser. *Geophys. Res.*, 98A:147, 1984.
- V. Zharkova and M. Gordovskyy. Particle acceleration asymmetry in a reconnecting non-neutral current sheet. *The Astrophysical Journal*, 604:884–891, 2004.
- V. Zharkova and M. Gordovskyy. Energy spectra of particles accelerated in a reconnecting current sheet with the guiding magnetic field. *Mon. Not. R. Astron. Soc*, 356:1107–1116, 2005.