



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA
CIENCIAS ATMOSFÉRICAS, ESPACIALES Y PLANETARIAS

PROPIEDADES DE LOS JETS DE ALTA VELOCIDAD, INCREMENTOS TRANSIENTES DE FLUJO,
PLASMOIDES DE DENSIDAD O VELOCIDAD EN LA REGIÓN RÍO ABAJO DE CHOQUES
SIN COLISIONES PRODUCIDOS POR SIMULACIONES HÍBRIDAS 2D

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:

M. EN C. ARTURO TINOCO ARENAS

TUTOR PRINCIPAL

DR. PRIMOŽ KAJDIČ / Instituto de Geofísica

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR

DR. ALEJANDRO RAGA RASMUSSEN
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

DRA. XOCHITL G. BLANCO CANO
PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CIUDAD DE MÉXICO, ENERO 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A Azul Sofía, por sus sonrisas diarias. A Paty y mis padres por su paciencia y apoyo infinito. A Primož Kajdič, Alejandro Raga Rasmussen, Luis Preisser, Margarita Sánchez y Sánchez, Xochitl Blanco Cano y a mis maestros por sus consejos y enseñanzas. A Juan Valdés y su querida esposa Katy Garduño. A Linda Esmeralda Giovanna Tajonar, Dalia Ibeth Bárcenas, Libertad Cruz, Juan Moran, Dariel Oswaldo Esquivel, Yuridia Rojas, Lilian Katia Arenas, Jessica Bonilla Roa, Paula Alejandra González, Vianey Hernández, Juleny Arenas, Edgar Ledezma, Jarumi Mejía, Aleida Rueda, José Norberto Espíritu, Omar Cruz Mata, Yessenia Olguín Trejo, Anahí Torres, Karina López, Antonio Zaraté Colín, Marisol Rodríguez Arcos, Alejandro Pérez, Silvia Díaz, Eduardo Navarro, Francisco Espinoza, Karla Loza a mis familiares y amigos por estar siempre a mi lado. A mis abuelos por su cariño. A mis alumnos por su atención.

RESUMEN

Jets de alta velocidad, jets de alta energía cinética, jets supermagnetosónicos, pulsos de presión dinámica, incrementos transientes de flujo (ITFs), plasmoides de velocidad y densidad son algunos de los términos utilizados para describir a los aumentos de velocidad, densidad, flujo iónico, presión dinámica, energía cinética u otra cantidad similar registrados en el plasma de la magnetofunda terrestre. El número y las propiedades físicas de tales estructuras han sido el tema central de varios estudios observacionales (Plaschke et al., 2013; Amata et al., 2011; Hietala et al., 2012; Archer et al., 2012; Němeček et al., 1998; Gunell et al., 2014; Gutynska et al., 2015 y Karlsson et al., 2012). Estos eventos pueden ser formados y estudiados en la región río abajo de choques producidos en simulaciones numéricas híbridas locales y globales (Preisser et al., 2020 y Palmroth et al., 2021), las cuales están parametrizadas por el número de Mach alfvénico (M_A) o el ángulo entre la normal al choque y la dirección del campo magnético en la región río arriba del choque conocido como ángulo θ_{BN} .

En este trabajo, los criterios establecidos en estudios observacionales por Plaschke et al. (2013), Němeček et al. (1998), Karlsson et al. (2012, 2015) y Gunell et al. (2014) fueron usados para identificar respectivamente a los incrementos en la magnetofunda de los siguientes parámetros físicos: la presión dinámica calculada con la componente x de la velocidad (eventos llamados jets de alta velocidad), el flujo iónico (eventos llamados incrementos transientes de flujo), densidad (eventos llamados plasmoides de densidad) y la componente x de la velocidad (eventos llamados plasmoides de velocidad). Para establecer los criterios se usaron los promedios temporales de estas cantidades registradas por las misiones espaciales en el VS o en la magnetofunda, a diferencia de las simulaciones híbridas, en las que los límites pueden ser calculados con promedios espaciales.

El objetivo de esta tesis es mostrar la dependencia entre las condiciones iniciales en la región río arriba del choque sin colisiones (el número de Mach alfvénico y el ángulo θ_{BN}) y el número de jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad así como de sus propiedades físicas promedio (área, masa, momento lineal, energía cinética y velocidad del centro de masa), utilizando simulaciones híbridas.

En nuestros resultados, encontramos que las variaciones del número de Mach alfvénico y el ángulo θ_{BN} en la región río arriba de choques sin colisiones, causan distintos resultados en el número de jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de velocidad y densidad así como de sus propiedades en la región río abajo.

La primer correlación que se encontró fue entre el número de eventos (o de las propiedades promediadas) con respecto al número de Mach alfvénico, ésta ocurre si los gráficos de

líneas de los parámetros fueron crecientes con respecto al ángulo θ_{BN} o con la velocidad de inyección. El segundo comportamiento encontrado fue una anticorrelación entre el número de eventos (o de las propiedades promediadas) y el ángulo θ_{BN} ; la cual se mostró con un gráfico de líneas decreciente respecto a este ángulo. Otros comportamientos encontrados en las propiedades promedio fueron hallar un máximo (o un mínimo local) en el ángulo $\theta_{BN}=30^\circ$; el promedio de las propiedades constante respecto al ángulo θ_{BN} ; incluso se encontró un máximo en el ángulo $\theta_{BN}=50^\circ$.

En términos generales, nuestros resultados mostraron que de acuerdo a nuestros criterios en los choques cuasiparalelos simulados con los números de Mach alfvénicos más altos, se presentaron el mayor número de eventos y los valores más elevados de sus propiedades promediadas (área, masa, momento lineal, energía cinética y velocidad del centro de masa). La mayoría de estas propiedades promediadas y los números de los eventos fueron menores en el choque cuasiperpendicular con $\theta_{BN}=65^\circ$. El número de Mach alfvénico en algunos de los choques fue tan bajo que no fue posible identificar plasmoides de densidad (en choques simulados con $M_A \leq 5.7$), ni plasmoides de velocidad (en choques simulados con $M_A \leq 6.97$) de acuerdo a nuestro criterio. También se encontró que la mayoría de las propiedades promediadas en todos los eventos disminuyen conforme aumenta la distancia medida a partir del frente del choque hasta su centro de masa.

Las distancias máximas con respecto a la posición promedio del choque alcanzadas por los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad o velocidad fueron $\lesssim 140 d_i$. Tomando en cuenta que en la órbita terrestre $1 d_i \sim 100\text{-}150$ km, esto equivale a 2.4-3.3 radios terrestres. En las simulaciones híbridas desarrolladas en esta tesis, ninguno de los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad o velocidad simulados alcanzaron distancias equivalentes al grosor de la magnetofunda subsolar terrestre, por lo tanto, ninguno impactaría en la magnetopausa para considerarse un evento geoeffectivo. Es probable que en simulaciones con números de M_A mayores se produzcan jets de alta velocidad o ITFs geoeffectivos, porque en esta tesis se encontró que estos eventos alcanzaron las máximas distancias de alejamiento al choque.

ABSTRACT

High speed jets, high kinetic energy jets, supermagnetosonic jets, dynamic pressure pulse, transient flux enhancements (TFEs), density or velocity plasmoids are some of the terms used to describe localized increments of velocity, density, dynamic pressure, kinetic energy or other similar quantity in the terrestrial magnetosheath. In the past the number of events and the physical properties of these events have been the parent topic of several observational studies (Plaschke et al., 2013; Amata et al., 2011; Hietala et al., 2012; Archer et al., 2012; Němeček et al., 1998; Gunell et al., 2014; Gutynska et al., 2015 and Karlsson et al., 2012). These events can be formed and studied in the downstream region of collisionless shocks produced in local and global hybrid numerical simulations (Preisser et al., 2020 and Palmroth et al., 2021) which are parameterized by the Alfvén Mach number (M_A) or the angle between the shock normal and the magnetic field orientation in the upstream region of the shock called angle θ_{BN} .

In this work, the criteria established in observational studies by Plaschke et al. (2013), Němeček et al. (1998), Karlsson et al. (2012, 2015), and Gunell et al. (2014) were used for identify, respectively enhancements in the magnetosheath of the following physical parameters: dynamic pressure calculated with the x component of velocity (events called high speed jets), the ion flux (events called transient flux enhancements), density (events called density plasmoid), and the component x of the velocity (events called velocity plasmoid). To establish thresholds were used temporal average of these physical quantities registered by the spacecrafts in the solar wind or in the magnetosheath, unlike to hybrid simulations in which the thresholds can be calculated with spatial average.

The objective of this thesis is to exhibit the dependency between the initial conditions of the upstream region of the collisionless shock (the Alfvén Mach number and the angle θ_{BN}) and the number of high speed jets, TFEs, density and velocity plasmoids as well as of its average physical properties (area, mass, linear moment, kinetic energy, and the velocity of the center of mass) using hybrid simulations.

In our results, we found that the variations of the Alfvén Mach number and the angle θ_{BN} in the upstream region of collisionless shocks cause different results in the number of events and in the average of its properties.

The first correlation found was between the number of events (or of average properties) with respect to the M_A number, this occur if the line graphs in the parameters was increasing with respect to the angle θ_{BN} or with the injection velocity. The second behavior found was an anticorrelation between the number of events (or of average properties) and the angle θ_{BN} ; which was shown with a decreasing line graphs respect to this angle. Other

behaviours found in the average properties were to find a maximum (or a local minimum) in the angle $\theta_{BN}=30^\circ$; even found a maximum in the angle $\theta_{BN}=50^\circ$.

In general terms, our results showed that in correspondence with our criteria in the quasiparallel shocks simulated with the highest M_A was presented the largest number of events and the highest values of its average properties (area, mass, linear moment, kinetic energy and velocity of the center of mass). The most of average quantities studied was minors in the quasiperpendicular shocks with $\theta_{Bn}=65^\circ$. The M_A in some cases was so low that was not possible identify density plasmoids (in shock simulated with $M_A \leq 5.7$), neither velocity plasmoids (in shocks simulated with $M_A \leq 6.97$) in correspondence with our criterion. In addition was founded that the majority of average properties in all events decrease as increase the distance measured from the shock front to its center of mass.

The maximum distances with respect to average position of the shock reached for the high speed jets, TFEs, velocity and density plasmoids were $\lesssim 140 d_i$ (upstream ion inertial lengths). Which, estimating $1 d_i \sim 100-150$ km at Earth orbit, corresponds to 2.4-3.3 Earth radii. In the hybrid simulations performed in this thesis, none of the high speed jets, TFEs, velocity and density plasmoids reached distances equivalent to the average extension of the Earth's subsolar magnetosheath, which would make them the equivalents of an event geoeffective. Probably, higher M_A shocks are needed in order to produce geoeffective high speed jets or TFEs, because in this thesis was found that these events reached the maximum distances from the shock.

Índice general

1	Introducción	10
§1.1	Viento Solar	10
§1.2	Choque de proa terrestre	11
§1.3	Ubicación del choque de proa y de la magnetopausa	12
§1.4	Ángulo θ_{BN}	14
§1.5	Choque cuasiperpendicular	15
§1.6	Choque cuasiparalelo	17
§1.7	Proceso de reformación	19
§1.8	Ondas de frecuencia ultrabaja y estructuras de gran amplitud y corta duración (SLAMs)	20
§1.9	Arrugamiento del choque de proa	22
§1.10	La magnetofunda	26
§1.11	Otras nomenclaturas para los jets de alta velocidad	26
§1.12	Incrementos transientes de flujo	28
§1.13	Jets de alta velocidad	31
§1.14	Plasmoides de densidad	34
§1.15	Plasmoides de velocidad	36
§1.16	Impacto de jets de alta velocidad o plasmoides de velocidad sobre la magnetopausa y la deformación de la magnetopausa	37
2	Simulaciones híbridas de choques sin colisiones	41
§2.1	Condiciones iniciales	42
§2.2	Cálculo del número de Mach alfvénico en simulaciones híbridas	42
§2.3	Adaptación de criterios observacionales en simulaciones híbridas	44
§2.3.1	Criterio de selección para jets de alta velocidad	45
§2.3.2	Criterio de selección para los ITFs	47
§2.3.3	Criterio de selección para los plasmoides de densidad	49
§2.3.4	Criterio de selección para los plasmoides de velocidad	51
3	Estudio estadístico de los jets, ITFs o plasmoides	53
§3.1	Propiedades promedio en función de V_{in} y θ_{BN}	53
§3.1.1	Jets de alta velocidad	53
§3.1.2	Incrementos transientes de flujo	56
§3.1.3	Plasmoides de densidad	58
§3.1.4	Plasmoides de velocidad	59

§3.2	Propiedades de los jets en función de su distancia del choque	59
§3.2.1	Jets de alta velocidad	60
§3.2.2	Incrementos transientes de flujo	63
§3.2.3	Plasmoides de densidad	65
§3.2.4	Plasmoides de velocidad	67
4	Discusión	70
5	Conclusiones	75
A	Ecuaciones resueltas por el código HYPSY	77

Índice de figuras

1.1	Choque de proa, magnetofunda y magnetosfera terrestre. a) Región cuasi-paralela. b) Región cuasiperpendicular y sus firmas típicas en la magnitud del campo magnético. Adaptada de Balogh et al. (2005).	13
1.2	Descripción gráfica del ángulo θ_{BN}	15
1.3	Firmas típicas de un choque cuasiperpendicular. Adaptada de Blanco-Cano (2010).	16
1.4	Mecanismo de aceleración de Fermi en un choque cuasiparalelo. Adaptada de Treumann y Jaroschek (2008).	18
1.5	Proceso de reformación en un choque cuasiperpendicular. Adaptada de Mazelle y Lembège (2021).	20
1.6	SLAM a) Magnitud del campo magnético, b) componentes del campo magnético, c) densidad numérica de electrones, d) velocidad v_x , e) componentes de velocidad v_y y v_z en coordenadas GSE, f) temperatura de protones. Adaptada de Plaschke et al. (2018).	21
1.7	Acumulamiento de SLAMs en el frente del choque. Adaptada de Schwartz y Burgess (1991).	22
1.8	Superficie arrugada del choque de proa terrestres y la modulación de velocidad entre la región río arriba y río abajo. Adaptada de Hietala et al. (2009).	23
1.9	Arrugamiento del choque de proa cuasiperpendicular. Campo magnético dentro de la arruga mostrada, la trayectorias de las naves MMS1, MMS2, MMS3 y MMS4, el vector de campo magnético en la región río arriba \vec{B}_1 , el vector de velocidad en la región río arriba \vec{u}_1 y la velocidad fase de la propagación de la arruga \vec{u}_r . Adaptada de Johlander et al. (2016).	25

1.10	Incrementos de flujo transientes. a) Flujo de iones, b) ángulo de cono, c) número de Mach alfvénico, d) flujo de iones, e) flujo de iones f) magnitud de campo magnético. Adaptada de Němeček et al. (1998).	30
1.11	Jet de alta velocidad. a) Campo magnético, b) velocidad de iones, c) densidad de iones, d) flujo de energía de iones, e) presión dinámica calculada con la componente x de la velocidad en coordenadas GSE. Adaptada de Plaschke et al. (2013).	32
1.12	Plasmoide de densidad. a) Densidad de electrones, b) magnitud campo magnético, c) temperatura paralela, d) temperatura perpendicular, e) componente x de la velocidad, f) componente y de la velocidad, g) componente z de la velocidad en coordenadas GSE. Adaptada de Karlsson et al. (2012).	35
1.13	Plasmoides de velocidad entre líneas punteadas. a) Componentes de la velocidad de iones, b) componentes de campo magnético en coordenadas GSE. Adaptada de Gunell et al. (2014).	36
1.14	Plasmoide de velocidad. a) Componentes del campo magnético, b) componentes de la velocidad de iones en coordenadas GSE, c) densidad de iones, d) espectro de energía de iones omnidireccional. Adaptada de Gunell et al. (2014).	37
1.15	Observaciones de las componentes de la velocidad y las componentes del campo magnético registradas por las misiones e) THEMIS-B, f) THEMIS-C, g) THEMIS-D y h)THEMIS-A. Adaptada de Shue et al. (2009).	38
1.16	Diagrama esquemático para la deformación de la magnetopausa por el impacto del incremento de flujo en la magnetofunda terrestre. Adaptada de Shue et al. (2009).	39
2.1	Ajuste de una recta roja a la posición de los choques obtenidos con los perfiles magnéticos promediados a lo largo del eje y	44
2.2	Jet de alta velocidad en la región río abajo de choques sin colisiones obtenido en simulaciones híbridas.a) $P_{din,x}$, b) flujo de iones, c) componente x de la velocidad, d) densidad de protones, con línea azul marino se identificó la frontera del jet de alta velocidad con un criterio análogo al usado por Plaschke et al. (2013).	46
2.3	ITF en la región río abajo de choques sin colisiones obtenido en simulaciones híbridas. a) Flujo de iones, b) $P_{din,x}$, c) densidad de protones, d) componente x de la velocidad en la región río abajo de simulaciones híbridas, con línea azul marino se identificó la frontera del ITF con un criterio análogo al usado por Němeček et al. (1998).	48
2.4	Plasmoide de densidad en la región río abajo de choques sin colisiones obtenido en simulaciones híbridas. a) Densidad de protones, b) componente x de la velocidad, c) flujo de iones, d) $P_{din,x}$, con línea azul marino se identificó la frontera del plasmoide de densidad con un criterio análogo al empleado por Karlsson et al. (2012, 2015).	50

2.5 Plasmoide de velocidad en la región río abajo de choques sin colisiones obtenido en simulaciones híbridas. a) Componente x de la velocidad, b) densidad de iones, c) $P_{din,x}$, d) flujo de iones en la región río abajo de simulaciones híbridas, con línea azul marino se identificó la frontera del plasmoide de velocidad con un criterio análogo al empleado por Gunell et al. (2014). 52

3.1 Propiedades de a) jets de alta velocidad, b) incrementos transientes de flujo, c) plasmoides de densidad y d) plasmoides de velocidad; i) número de eventos, ii) área, iii) masa, iv) energía cinética, v) momento lineal) velocidad del centro de masa. La línea azul punteada corresponde a corridas con velocidad de inyección baja, $V_{in} = 3.3C_A$; la línea roja con guiones y puntos corresponde a corridas con velocidad de inyección intermedia, $V_{in} = 4.5C_A$; y la línea negra continua corresponde a corridas con alta velocidad de inyección, $V_{in} = 5.5C_A$. Adaptada de Tinoco-Arenas et al. (2022). 54

3.2 Dependencia de las propiedades de los jets de alta velocidad encontrados con el criterio equivalente al de Plaschke et al. (2013) en función de su distancia del choque. Las figuras a), b) y c) muestran gráficas de dispersión para los jets con $V_{in} = 3.3, 4.5$ y $5.5 C_A$, respectivamente. Los triángulos rojos, rombos azules, estrellas rosas y círculos negros representan los jets de alta velocidad encontrados en las corridas con $\theta_{BN} = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ y 50° , respectivamente. Los paneles muestran los gráficos de i) area ii) masa iii) momento, iv) energía cinética calculada con la componente x de la velocidad y v) velocidad del centro de masa. Todas las cantidades están normalizadas con respecto al valor máximo de cada corrida. Disponible en Tinoco-Arenas et al. (2022). 62

3.3 Dependencia de las propiedades de los incrementos transientes de flujo encontrados con el criterio equivalente al de Němeček et al. (1998) en función de su distancia del choque. El formato de la figura es igual a la de 3.2. Disponible en Tinoco-Arenas et al. (2022). 64

3.4 Dependencia de las propiedades de los plasmoides de densidad encontrados con el criterio equivalente al de Karlsson et al. (2012) en función de su distancia del choque. El formato de la figura es igual a la de 3.2. Disponible en Tinoco-Arenas et al. (2022). 66

3.5 Dependencia de las propiedades de los plasmoides de velocidad encontrados con el criterio equivalente al de Gunell et al. (2014) en función de su distancia del choque. El formato de la figura es igual a la de 3.2. Disponible en Tinoco-Arenas et al. (2022). 68

Capítulo 1

Introducción

1.1. Viento Solar

El viento solar (VS) es definido como la expansión de la corona solar y es un plasma compuesto principalmente por protones y electrones. Seguidos de los núcleos de helio que representan un 5% de su masa total, y la contribución de otras especies iónicas como el hierro, oxígeno, carbón, silicio, neón y magnesio (Kallenbach et al., 2007; Feldman et al., 1998) es mínima.

Se suele categorizar en VS rápido y lento. El VS rápido ($>500 \text{ kms}^{-1}$) es producido en las regiones del Sol donde se generan líneas del campo magnético abiertas; en épocas de mínima actividad solar, estas líneas se producen en los hoyos coronales, ubicados en los polos norte y sur. A diferencia del VS lento ($300\text{-}500 \text{ kms}^{-1}$) que en épocas de mínima actividad solar proviene de las líneas de campo magnético cerradas, ubicados en las zonas ecuatoriales del Sol.

En la época de mínima actividad solar el campo magnético interplanetario (CMI) puede ser aproximado por el dipolo magnético del Sol a cortas distancias heliocéntricas (Suess et al., 1998; Forsyth, 2001). Mientras que a distancias heliocéntricas mayores se produce una hoja de corriente neutra en el plano del ecuador solar que separa las regiones con las líneas del CMI orientadas en dirección solar y antisolar. En esta época debido a la rotación solar y la inclinación del eje de rotación con respecto al eje del dipolo solar, la forma de la hoja de corriente es parecida a la falda de una bailarina de ballet.

Tanto la velocidad del VS rápida como la lenta en la órbita terrestre, rebasan por un orden de magnitud a la velocidad del sonido y la velocidad alfvénica del VS, por lo que alcanzan velocidades supersónicas y superalfvénicas (Kivelson y Russell, 1995). El valor de la velocidad alfvénica del VS es de 46.9 kms^{-1} y su velocidad del sonido es de 56.8 kms^{-1} ; estos valores fueron promediados con datos obtenidos entre un período casi completo de mínimo a mínimo solar, comprendido del mes de octubre del 2007 al mes de diciembre del 2016 (Klein y Vech, 2019).

Comprobar la existencia del VS así como entender su dinámica fueron los primeros pasos para entender cómo este viento interacciona con los objetos que se encuentran en su trayectoria como planetas, cometas, asteroides y satélites naturales así como la formación de choques y magnetosferas planetarios (Neugebauer y Snyder, 1962; Balogh y Treumann,

2013; Blanc et al., 2005).

1.2. Choque de proa terrestre

El choque de proa terrestre es el choque no colisional más estudiado al contarse con un gran número de observaciones y considerarse como un laboratorio natural relativamente cercano; se forma cuando el VS se encuentra con el campo magnético terrestre y las partículas son desviadas a su alrededor debido a la intensidad de este campo magnético.

En el choque de proa, el VS es desacelerado de velocidades supersónicas a velocidades subsónicas, también el plasma es comprimido y calentado al atravesar una región conocida como magnetofunda. Aunque en el punto subsolar del choque de proa el VS es eficazmente desacelerado, en los flancos de la magnetofunda el plasma adquiere velocidades supersónicas (Spreiter y Stahara, 1983).

Este choque es considerado uno de modo rápido (Sckopke et al., 1983) el cual se distingue por una compresión en la densidad debida a una desaceleración del plasma al atravesar de la región río arriba a la región río abajo, y la magnitud de campo magnético en la región río arriba es menor a la magnitud de campo magnético en la región río abajo, $B_2 - B_1 > 0$, donde el subíndice 1 indica la región río arriba del choque y el subíndice 2 la región río abajo. Esto es debido a un cambio en su componente tangencial y porque la componente normal se conserva. En contraste en un choque de modo lento la magnitud del campo magnético decrece al pasar de la región río arriba a la región río abajo, $B_1 - B_2 > 0$, debido a cambios tanto en las componentes normales y tangenciales del campo magnético y la presión dinámica del plasma decrece. En un choque modo lento el campo magnético tiende a desviarse hacia el vector normal de la superficie del choque, en un modo rápido tiende a desviarse hacia el vector tangencial (Kivelson y Russell, 1995).

Uno de los parámetros más utilizados para describir al choque de proa, es el número de Mach alfvénico, definido como

$$M_A = \frac{u_{us}}{C_A} \quad (1.1)$$

donde u_{us} es la velocidad en la región río arriba del VS y C_A es la velocidad alfvénica del plasma.

La velocidad alfvénica del plasma está definida por

$$C_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}, \quad (1.2)$$

donde B es el campo magnético en la región río arriba del VS, ρ es la densidad del VS y μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío.

Otro parámetro importante es el número de Mach magnetosónico definido como

$$M_{ms} = \frac{u_{us}}{C_{ms}} \quad (1.3)$$

donde u_{us} es la velocidad del VS en la región río arriba del choque de proa y C_{ms} es la velocidad magnetosónica del plasma.

La velocidad magnetosónica está definida por

$$C_{ms} = \sqrt{C_s^2 + C_A^2}. \quad (1.4)$$

En la ecuación (1.4) el término C_s representa a la velocidad del sonido del VS, que como se mencionó anteriormente a una unidad astronómica (1 U.A.) tiene un valor aproximado de 60 kms^{-1} , y si se consideran que la temperatura de electrones es igual a la de protones, $T=T_e=T_p$, y que la masa del protón es mucho mayor a la masa del electrón, $m=m_p \sim m_p+m_e$, la velocidad del sonido está dada por,

$$C_s = \sqrt{\frac{2k_B T \gamma}{m}}, \quad (1.5)$$

donde γ es el coeficiente de dilatación adiabática y k_B es la constante de Boltzmann.

Los números de Mach alfvénicos y magnetosónicos definen el cambio de otras variables (densidad, velocidad de bulto, campo eléctrico, campo magnético, presión y temperatura) al pasar de la región río abajo del choque de proa terrestre hacia la magnetofunda de acuerdo a las ecuaciones Rankine Hugoinot.

1.3. Ubicación del choque de proa y de la magnetopausa

La ubicación del choque de proa está determinado por el equilibrio entre la presión total del VS (constituida por la suma de la presión magnética, la presión dinámica y la presión térmica) y la presión ejercida por la magnetosfera terrestre debida a su campo magnético en forma dipolar.

En la Figura 1.1 el choque de proa terrestre se muestra como una línea que divide el plasma del VS del plasma desacelerado de la magnetofunda. La posición promedio del choque de proa medida a partir de la superficie de la Tierra en el punto subsolar es de $14.6 R_T$ donde un radio terrestre, $1 R_T$, equivale a $6,371 \text{ km}$ (Fairfield, 1971). También la distancia medida desde la superficie de la Tierra al choque de proa terrestre promedio es de $22.8 R_T$ en el meridiano amanecer y $27.6 R_T$ en el meridiano anochecer (Fairfield, 1971). Una fórmula bastante simple para determinar la ubicación del choque de proa es

$$R = \frac{K}{1 + \epsilon \cos(\theta)} \quad (1.6)$$

donde K equivale a una distancia de $25 R_T$, ϵ tiene un valor de 0.8 , R es la posición medida desde el centro de la Tierra, y el ángulo θ es medido respecto de esta posición a la línea imaginaria que une el Sol con la Tierra (ver Kivelson y Russell, 1995).

Mientras que la distancia del punto subsolar a la magnetopausa es

$$R_{CF} = R_p \left(\frac{B_{sup}^2}{\mu_0 \rho u} \right)^{1/6}, \quad (1.7)$$

donde R_p es el radio del planeta, B_{sup} es el campo magnético superficial en el ecuador, ρ es la densidad del VS y u es su velocidad (ver Blanc et al., 2005).

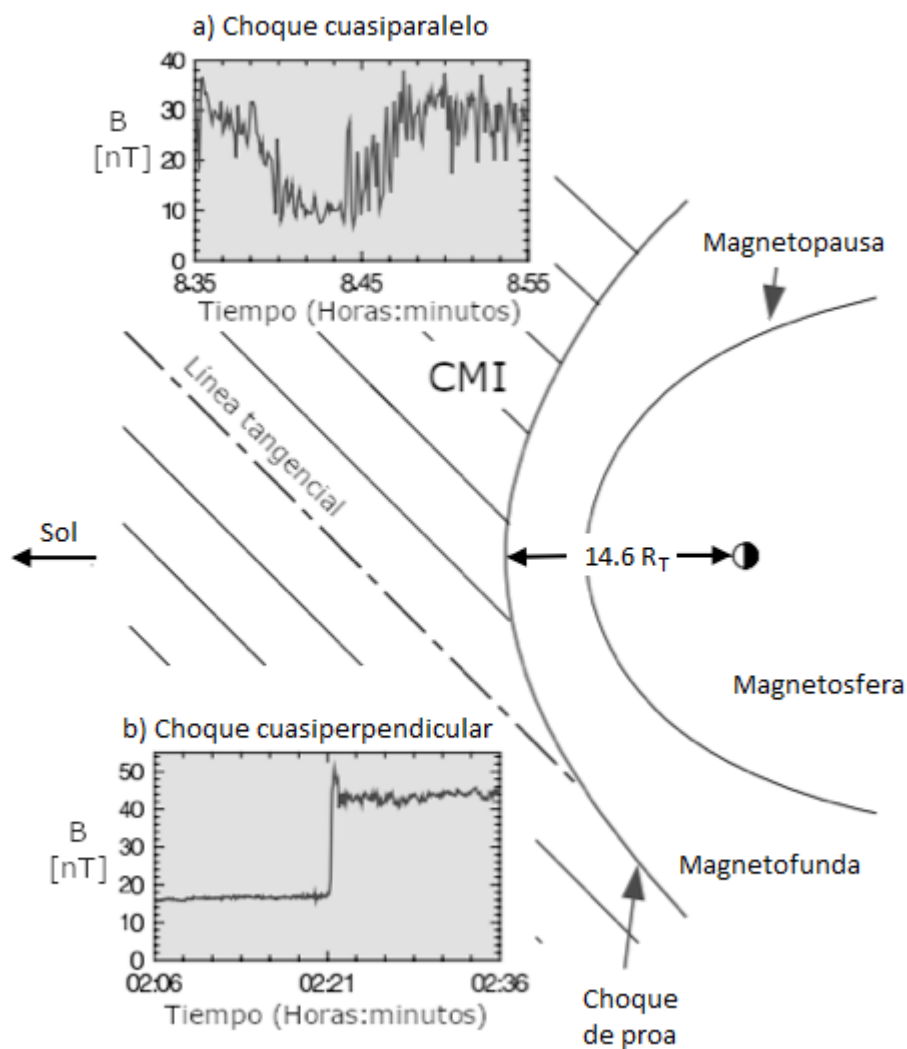


Figura 1.1: Choque de proa, magnetofunda y magnetosfera terrestre. a) Región cuasiparalela. b) Región cuasiperpendicular y sus firmas típicas en la magnitud del campo magnético. Adaptada de Balogh et al. (2005).

La posición promedio de la magnetopausa en el punto subsolar es de $11 R_T$, en el meridiano amanecer es de $15.1 R_T$ y en el meridiano atardecer de $15.8 R_T$ (Fairfield, 1971).

Es importante considerar que tanto la ubicación del choque de proa como la de la magnetopausa depende de la época de mínima o máxima actividad solar y de la componente z magnética, B_z (sur o norte) del CMI, entre otras variables y que los modelos anteriormente mostrados sólo son una primera aproximación. En la época de mínima actividad solar la presión del VS es mínima porque su velocidad decrece y la posición de la magnetopausa es de $11 R_T$ a partir de la superficie de la Tierra, como se mencionó anteriormente, pero en la época de máxima actividad solar la presión del VS aumenta y la magnetopausa se recorre hacia la Tierra a unos $10 R_T$ debido a un aumento en la presión dinámica y la velocidad del VS. Mientras que la componente norte y sur del CMI mueve al punto subsolar de la magnetopausa aproximadamente $0.25 R_T$ hacia adentro/afuera por cada variación negativa/positiva de un nanotesla (Fairfield, 1991).

1.4. Ángulo θ_{BN}

El ángulo formado entre el vector perpendicular al plano tangente de la superficie del choque de proa, \hat{n} , y el campo magnético en la región río arriba, \vec{B}_1 , se le conoce como el ángulo θ_{BN} y está mostrado con línea punteada azul en la Figura 1.2.

Un choque se denomina cuasiparalelo cuando el ángulo $\theta_{BN} < 45^\circ$. Si el ángulo $\theta_{BN} > 45^\circ$ el choque es considerado como cuasiperpendicular.

En la Figura 1.2 se muestra el campo magnético en la región río arriba \vec{B}_1 de color rojo y sus componentes normal \vec{B}_{1n} y tangencial \vec{B}_{1t} de color verde; el campo magnético en la región río abajo \vec{B}_2 está marcado de color azul y sus componentes normal \vec{B}_{2n} y tangencial \vec{B}_{2t} de color naranja. Debido a que la componente normal del campo magnético en la región río arriba es igual en la región río abajo y a que su cambio de magnitud se produce por una diferencia en la componente tangencial, el choque de proa terrestre es considerado una discontinuidad tangencial.

En la Figura 1.1a) se muestran la firma típica del campo magnético de un choque cuasiparalelo y en la Figura 1.1b) la firma típica del campo magnético de un choque cuasiperpendicular. Comparando estas dos figuras se puede observar que en la región río abajo de un choque cuasiparalelo la magnitud del campo magnético es variable y el flujo de partículas es turbulento, mientras que en el choque cuasiperpendicular el cambio del campo magnético entre las regiones río arriba y abajo es abrupto, el campo magnético en la región río abajo tiene un valor casi constante y el flujo de partículas es laminar.

Las partículas que atraviesan de la región río arriba a la región río abajo son las partículas que tienen la energía cinética suficiente para vencer el potencial eléctrico de cruce del choque.

A continuación, se resumen las características de choques cuasiparalelos y cuasiperpendiculares, con el fin de presentar los mecanismos de desaceleración y de rebote tanto de iones como de electrones al cruzar a la región río abajo del choque.

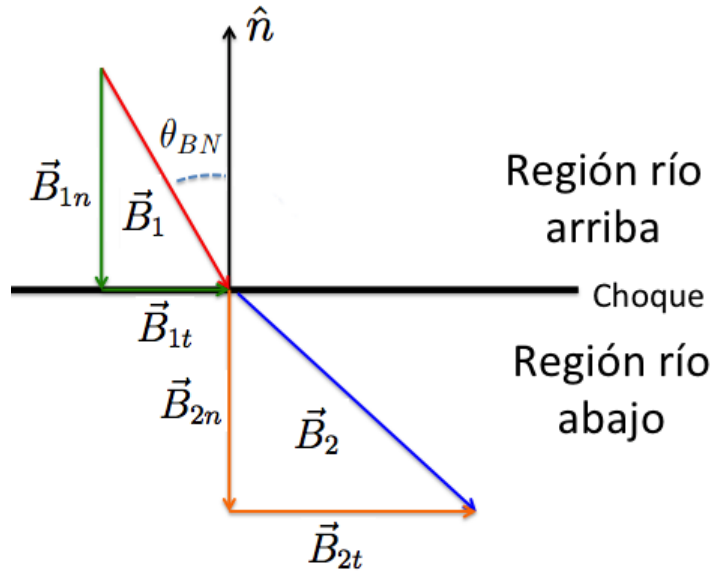


Figura 1.2: Descripción gráfica del ángulo θ_{BN} .

1.5. Choque cuasiperpendicular

En la Figura 1.3 se muestra un ejemplo de la firma típica del choque de proa cuasiperpendicular detectado el 8 de mayo del 2001 por la nave Cluster 1. En a) se muestra un aumento en densidad debido a la compresión del plasma, en b) se muestra la disminución de la velocidad del plasma y en c) se muestra el perfil del campo magnético donde se identifican tres zonas llamadas pie, rampa y “overshoot”. El grosor de estas regiones y sus posibles causas han sido discutidos y estudiados ampliamente.

Las observaciones realizadas por Russell y Greenstadt (1979) mostraron que la escala del espesor del pie es similar al radio de giro de iones y se debe al acumulamiento de partículas cargadas. Mientras que el espesor de la rampa y del “overshoot” es del orden de la longitud inercial de los iones. El grosor de la rampa se debe a la longitud de onda de un modo “whistler” y el grosor del “overshoot” se debe al radio de giro de los iones arrastrados por la fuerza de deriva producida por el campo eléctrico (Balikhin et al., 1995).

El pie es creado por la reflexión de iones giratorios y es una región donde se desaceleran electrones y protones (Leroy et al., 1982), también se da la separación de cargas positivas y negativas, porque el radio de giro de los protones es mayor al de los electrones (los protones penetran una distancia mayor hacia la región río abajo y giran sobre el campo magnético en dirección opuesta a los electrones), produciendo la corriente eléctrica del pie que produce un pequeño incremento del campo magnético. Esta corriente del pie se mueve en dirección opuesta a la corriente eléctrica del choque de proa.

La rampa se identifica por ser la parte más empinada y delgada del salto en el perfil magnético, como se muestra en la Figura 1.3c), en esta región el campo magnético crece por un factor de 3 a 5 respecto al valor promedio del campo magnético del VS, se rebotan el mayor número de cargas eléctricas, se presenta la disipación del flujo del VS (la energía cinética de las partículas del VS se transforma en calor en la magnetofunda en un proceso

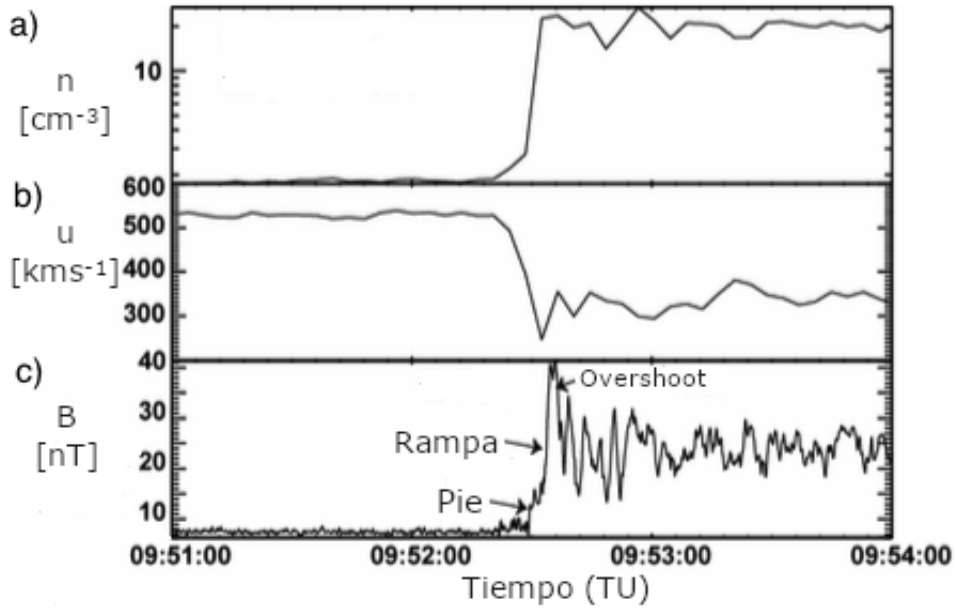


Figura 1.3: Firmas típicas de un choque cuasiperpendicular. Adaptada de Blanco-Cano (2010).

irreversible ya que la entropía aumenta), y su grosor depende del M_A (Scudder et al., 1986; Blanco-Cano, 2010; Newbury et al., 1998). Para números de M_A bajos está bien entendido que el grosor de la rampa se debe a la reflexión de iones (que ocurre eficientemente en todos los rangos de energía de las partículas incidentes) y, como se mencionó anteriormente, su estructura está relacionado con una onda “whistler” de larga amplitud que se mueve hacia la región río arriba (Farris et al., 1993).

Para M_A altos ($M_A > 4-5$) el grosor de la rampa es del orden del radio de giro de los iones y toma valores de $0.4 V_n / \Omega_{ci}$, donde V_n es la componente normal de la velocidad al choque y Ω_{ci} es la girofrecuencia de los iones (Bale et al., 2003). Debido a que los procesos de disipación de la energía se vuelven más complejos para choques cuasiperpendiculares con números de Mach alfvénicos altos, el perfil del choque se vuelve también más difícil de entender. Uno de los mecanismos de disipación importantes para este estudio es el producido por estructuras cuasiestacionarias de pequeña escala pero gran amplitud que pueden modificar la dinámica de los iones incidentes (Newbury et al., 1998).

La última zona de la estructura del choque de proa cuasiperpendicular es el “overshoot” en donde se incrementa el número de iones reflejados al presentarse el valor del campo eléctrico y magnético más alto. Esta última barrera para que los iones y electrones atraviesen a la región río abajo es producida por los iones rebotados y la turbulencia en choques supercríticos (Giacalone et al., 1991; Mellot y Livesey, 1987). Giacalone et al. (1991) encontraron que el número de partículas reflejadas y la pérdida de energía de las partículas transmitidas están correlacionadas con un incremento en la amplitud del “overshoot”, debido a su proceso de reformación, el “overshoot” cambia su magnitud a través del tiempo, permitiendo pasar diferentes cantidades de partículas con distintos rangos de velocidad y energía cinética, por lo cual puede ser considerado como un filtro de partículas con energías altas y

bajas (si su amplitud es grande partículas con más energía serán frenadas eficientemente, pero si su amplitud es pequeña estas partículas cruzarán a la magnetofunda manteniendo su alta energía y una gran velocidad).

Ahora se explicarán algunos mecanismos que intervienen en la desaceleración de iones y electrones en choques cuasiperpendiculares. El cambio de velocidad del plasma y el empujamiento del campo magnético de la rampa es producido por la disipación de energía (Bale et al., 2005), pero esta disipación en plasmas no colisionales se produce por el rebote de partículas en el frente del choque, por la resistividad o viscosidad anómalas; a diferencia en plasmas colisionales normales estos fenómenos (resistividad y viscosidad) se deben a la colisión entre partículas. Mientras que la resistividad anómala se debe a la interacción entre las partículas cargadas y las fluctuaciones del campo eléctrico, el estricto escenario ha sido descrito por Büchner y Elkina (2005). Por otra parte la viscosidad anómala depende principalmente del campo magnético perturbado (Biskamp, 1984). Nuevamente, la presencia de estos dos mecanismos de desaceleración de iones y electrones dependen del número de Mach alfvénico de la siguiente manera: en choques cuasiperpendiculares con números de M_A bajos ($M_A < 3-2$) la disipación de energía es producida por la resistividad anómala. Para los choques con números de Mach alfvénicos altos se requieren otros mecanismos de disipación de energía, por ejemplo la viscosidad anómala. En este caso la disipación de energía del plasma incidente ocurre cuando los iones rebotados, durante su trayectoria en el pie del choque, son acelerados por el campo eléctrico convectivo del plasma incidente antes de ser eventualmente transmitidos a la región río abajo y también son termalizados.

La cantidad de partículas que son reflejadas hacia la región río arriba en choques cuasiperpendiculares depende del M_A . Los choques con M_A entre 5-10 logran rebotar entre el 15-20 % de los iones incidentes, mientras que para M_A mayores a diez, el número de los iones rebotados es poco mayor al 20 % (Hada et al., 2003).

En choques cuasiperpendiculares los electrones pueden ser ligeramente acelerados y calentados por una fuerza magnética de deriva producida por el campo eléctrico convectivo (ubicado en el mismo plano del choque), en un proceso conocido como mecanismo de aceleración de Fermi rápido, aceleración por deriva del choque o en inglés es conocido como “shock drift acceleration” (Ball y Melrose, 2001; Armstrong et al., 1985).

1.6. Choque cuasiparalelo

En el mismo ámbito se expondrán las características de los choques cuasiparalelos y cómo afectan la dinámica de los iones o electrones al cruzar hacia la región río abajo. En choques cuasiparalelos los iones rebotados especularmente (ocurre cuando el ángulo reflejado de los iones, es igual al ángulo incidente ambos medidos respecto al vector normal de la superficie del choque y el vector de velocidad de los iones) pueden alejarse una gran distancia de la superficie del choque siguiendo así las líneas del campo magnético en la región río arriba. Estos iones rebotados interactúan con los iones incidentes produciendo ondas de frecuencia ultrabaja (FUB), las cuales forman una región con campos eléctrico y magnéticos muy variables donde el plasma puede alcanzar temperaturas más altas, llamada antechoque (Eastwood et al., 2005).

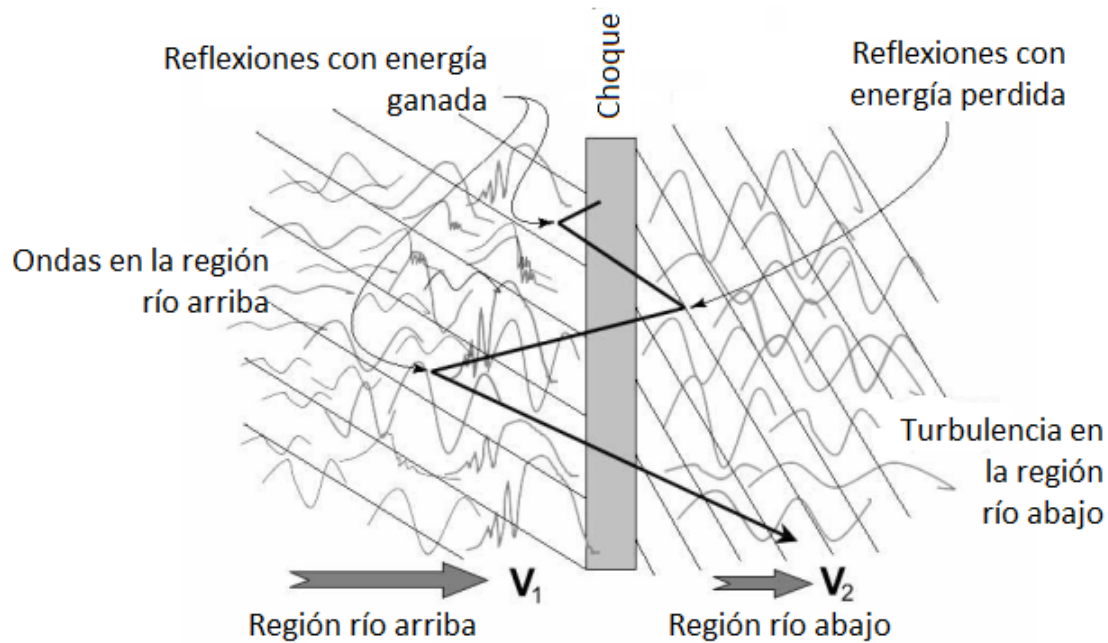


Figura 1.4: Mecanismo de aceleración de Fermi en un choque cuasiparalelo. Adaptada de Treumann y Jarošček (2008).

Debido al arrastre de partículas por ondas FUB en choques cuasiparalelos, el cambio en intensidad del campo magnético no es tan abrupto (como en el caso de choques cuasiperpendiculares) y las partículas pueden dar varios giros en el choque de proa cuasiparalelo hasta atravesar a la región río abajo, por lo que se considerará al choque de proa cuasiparalelo un acelerador de partículas (Sundberg et al., 2016).

También en el choque cuasiparalelo los iones pueden ser ligeramente acelerados debido a que son reflejados por las ondas FUB y otras estructuras magnéticas en las regiones río abajo y río arriba del choque, este proceso es conocido como el mecanismo de aceleración de Fermi (Burgess, 1987). Enrico Fermi (1901-1954) propuso que cuando las partículas son atrapadas por el choque mismo se produce una aceleración difusiva. En el caso de choques planetarios cuasiparalelos, cuando los iones (que no tienen la energía suficiente para atravesar a la magnetofunda) rebotan en el choque pueden ser arrastrados por las ondas FUB nuevamente hacia el choque con una aceleración mayor, provocando que adquieran la energía cinética suficiente para vencer el potencial eléctrico de cruce del choque y puedan atravesar a la magnetofunda o alejarse del choque de proa en dirección antisolar (Fermi, 1987; Hao et al., 2017). Este proceso se puede observar en la Figura 1.4 donde se muestra un ion reflejado en el choque que adquiere una mayor energía debido a su interacción con las ondas FUB, “whistlers” o “shocklets” en la región río arriba (produciendo una ganancia de energía), cruza a la región río abajo con una baja energía y velocidad, sin recorrer una gran distancia con respecto al choque, después el ion es reflejado por ondas lentas o la turbulencia en la región río abajo (produciendo una pérdida de energía), nuevamente regresa a la región río arriba con una aceleración mayor (el ion se aleja un poco más del choque)

y vuelve a ganar energía por medio de otra reflexión con las ondas en la región río arriba, la partícula finalmente cruza a la región río abajo al adquirir la energía suficiente en tres cruces a la superficie del choque. En la misma figura se marca la diferencia de velocidades en la región río arriba (flecha larga, V_1) y en la región río abajo (flecha corta, V_2) que presentó el ion, el tamaño de la flecha representa la magnitud de la velocidad.

1.7. Proceso de reformación

El proceso de reformación ocurre tanto para choques cuasiparalelos como cuasiperpendiculares debido a los iones reflejados y su interacción entre las ondas río arriba o las estructuras del choque mismo.

En el caso de choques cuasiparalelos las ondas en la región río arriba interactúan con los iones reflejados incrementando su amplitud, después se empujan y forman un nuevo frente del choque. El nuevo frente del choque es movido por los iones incidentes hacia el viejo frente choque y se unen en un proceso cíclico conocido como reformación (Hao et al., 2017).

En el caso de choques cuasiperpendiculares los iones rebotados se acumulan enfrente de la rampa y forman el pie. La concentración de iones en el pie incrementan la densidad y el campo magnético lo que produce un campo eléctrico que desacelera a los nuevos iones incidentes. Conforme transcurre el tiempo más iones reflejados se acumulan en el nuevo frente del choque, incrementando el potencial eléctrico, hasta que este potencial aumenta lo suficiente para reflejar a los iones. Este proceso ocurre cíclicamente (Hada et al., 2003; Lembege y Dawson, 1987).

En la Figura 1.5a) se muestra un ejemplo del proceso cíclico de reformación de un choque cuasiperpendicular producido en una simulación donde los iones y electrones se consideran como partículas, mejor conocida como simulación de partículas enteras, realizada por Mazelle y Lembège (2021). En esta simulación se utilizan cantidades adimensionales como la componente magnética, \tilde{B}_{tz} , la distancia, \tilde{x} y el tiempo, \tilde{t} . Para determinar el grosor de la rampa se utilizó un ajuste lineal como se muestra la Figura 1.5b) entre líneas rojas punteadas. Mazelle y Lembège (2021) encontraron que el ancho de la rampa cambia respecto al tiempo y describieron esta variación en tres etapas: la primera caracterizada por la disminución del ancho de la rampa debido al empujamiento del campo magnético ($\tilde{t} < 3456$), en la segunda esta disminución es menor ($3456 < \tilde{t} < 4400$), y la tercera es definida por el incremento del grosor de la rampa ($\tilde{t} > 4400$). En la Figura 1.5b) se muestra un ancho de la rampa de $3 d_e$ (longitud inercial de electrones) en la etapa dos, esta imagen se escogió porque es la etapa más duradera. A su vez se encontró que estas variaciones en el grosor de la rampa producen que más iones se acumulen en el frente del choque y produzcan un aumento en el grosor del pie en las tres etapas, e incluso la formación de un choque secundario en la segunda etapa, cuyo grosor es más constante que el grosor del primer pie, el cual suele ser creciente respecto al tiempo. La formación del segundo pie se debe a que el campo eléctrico del primero crece lo suficiente para reflejar una cantidad pequeña de iones y electrones.

El máximo grosor del choque (pie y rampa) fue registrado en la última salida con un valor de $3 d_i$ (longitud inercial de iones). La Figura 1.5a) fue seleccionada porque marca las

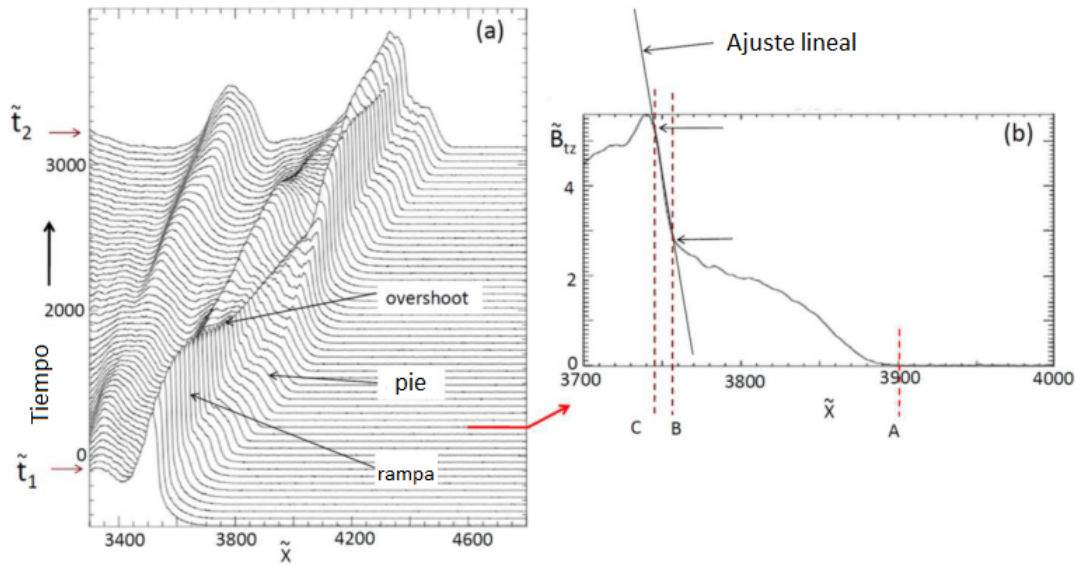


Figura 1.5: Proceso de reformación en un choque cuasiperpendicular. Adaptada de Mazelle y Lembège (2021).

tres zonas de interés (el pie, la rampa y el “overshoot”) y su evolución temporal en el ciclo de reformación, además muestra que el cambio del grosor del pie y la rampa dependen en gran medida de las partículas acumuladas en el frente de la rampa y del tiempo que tarda el mecanismo de “drift shock acceleration” para acelerar a las partículas acumuladas en el pie y atravesarlas hacia la región río abajo, esto permite la evolución del pie en la rampa.

1.8. Ondas de frecuencia ultrabaja y estructuras de gran amplitud y corta duración (SLAMs)

Las ondas electromagnéticas son variaciones de los campos eléctricos y magnéticos en dirección perpendicular a la velocidad de la luz. En el vacío todas las ondas electromagnéticas viajan a la velocidad de la luz, pero su frecuencia y longitud de onda no son las mismas, por lo que se categorizan en un espectro electromagnético. En la física de plasmas, se observan ondas de ultrabaja frecuencia con un rango de frecuencias de 1 mHz a 1 Hz, estas ondas permiten la disipación de la energía del VS en el choque de proa y son producidas por los iones alineados al campo reflejados en el choque de proa (Tsurutani y Rodriguez, 1981).

Las ondas de ultrabaja frecuencia (FUB) tienen una polarización derecha en el sistema de referencia del VS (a izquierda en el marco de referencia de la nave) y se propagan siguiendo las líneas de campo magnético (Meziane et al., 2001), como su velocidad de grupo es mayor a la velocidad del flujo del VS, estas ondas pueden viajar en dirección antisolar, para números de M_A bajos; pero a números de M_A altos, las ondas FUB en la región río arriba no se pueden propagar hacia la región río arriba del choque de proa y la

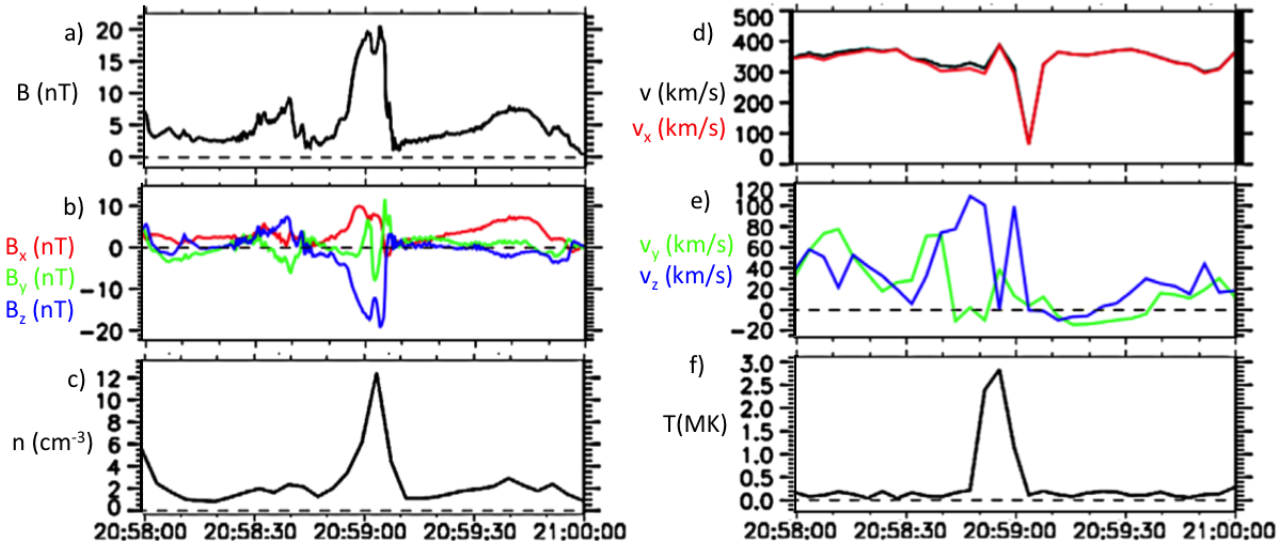


Figura 1.6: SLAM a) Magnitud del campo magnético, b) componentes del campo magnético, c) densidad numérica de electrones, d) velocidad v_x , e) componentes de velocidad v_y y v_z en coordenadas GSE, f) temperatura de protones. Adaptada de Plaschke et al. (2018).

reflexión de iones afecta el comportamiento de las mismas ondas (Russell y Farris, 1995).

De hecho, el VS con altas velocidades puede arrastrar a las ondas FUB hacia el frente del choque hasta zonas alejadas en el antechoque entrando a las zonas de los iones difusos (iones con velocidades térmicas diferentes entre sí), que alteran el índice de refracción del medio y las ondas FUB se comprimen cada vez más y el campo magnético se empina (Tsurutani et al., 1987). El empinamiento de estas ondas FUB forma estructuras como los “shocklets” y las estructuras de gran amplitud y corta duración (SLAMs por sus siglas en inglés) estas últimas importantes para el concepto de reformación del choque que se explicó anteriormente.

Las SLAMs son incrementos de campo magnético de entre el triple y el quintuple del valor promedio en la región río arriba y tienen una duración aproximada de 10 s. Se trata de una estructura magnetosónica dado que los cambios en densidad están en fase con cambios en campo magnético (Schwartz y Burgess, 1991).

En la Figura 1.6 se muestran las firmas típicas de un SLAM observada por la nave Cluster 1 el 2 de febrero del 2001, las cuales son las siguientes. El campo magnético en la región río arriba aumentó de 5 nT a cerca de 20 nT dentro de la estructura monolítica, como se muestra en la Figura 1.6a). En la Figura 1.6b) se muestran los componentes del campo magnético en coordenadas GSE donde sobresale un decremento en la componente B_z . En la Figura 1.6c) se muestra un incremento en densidad y en la Figura 1.6f) un incremento en la temperatura correlacionados con un incremento del campo magnético. En la Figura 1.6d) se muestra un decremento tanto en la componente x de la velocidad, esto significa que la velocidad de flujo en una SLAM es menor a la velocidad del VS promedio que se presenta antes y después de la SLAM.

A continuación se describirá como estas estructuras se apilan en el choque de proa

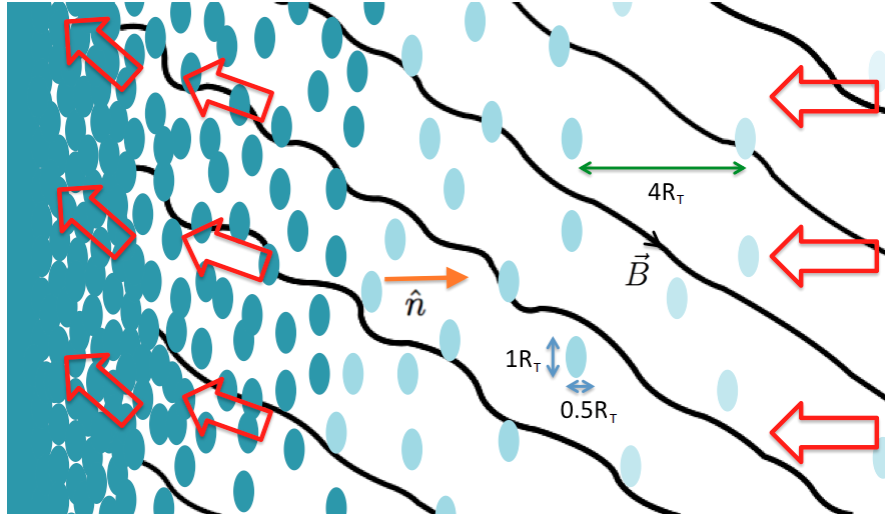


Figura 1.7: Acumulamiento de SLAMs en el frente del choque. Adaptada de Schwartz y Burgess (1991).

terrestre. En la Figura 1.7 las flechas rojas que representan la velocidad del VS disminuyen de tamaño porque la velocidad es menor en la rampa del choque lo que produce una desaceleración de las SLAMs. Así en la misma figura se representa la saturación de varias SLAMs en el frente del choque de proa cuasiparalelo van contribuyendo al proceso de reformación al incrementar el campo magnético del choque de proa terrestre. Las líneas negras representan el campo magnético interplanetario perturbado de un choque cuasiparalelo y las dimensiones de las SLAMs son representadas por flechas azules y las flechas rojas representan el flujo del VS. Las SLAMs también son desaceleradas y desviadas por el campo magnético al acercarse al choque de proa. El vector normal a la superficie del choque está marcado por una flecha naranja, las dimensiones mostradas en la Figura 1.7 corresponden a $1 R_T$ en el eje mayor y $0.5 R_T$ en el eje menor de la elipse, el área de esta elipse es aproximadamente de $6.37 \times 10^7 \text{ km}^2$, que son tamaños equivalentes a los plasmoides paramagnéticos rápidos (clasificados como un subgrupo de los jets de alta velocidad) que se discutirán más adelante.

Otro fenómeno importante para este estudio es que al aplilarse las SLAMs en el frente del choque producen arrugas en la superficie del choque de proa terrestre (Schwartz y Burgess, 1991; Karlsson et al., 2015). Las características de estas arrugas serán estudiadas en la siguiente sección.

1.9. Arrugamiento del choque de proa

La alta presión dinámica del VS sobre el choque de proa produce estructuras conocidas como arrugas. La formación de arrugas está asociada a un mecanismo de disipación de energía. Mientras que la detección del arrugamiento del choque de proa terrestre es un tarea difícil por dos razones, la primera de ellas es porque son fenómenos locales de pequeñas dimensiones y las segunda porque son perturbaciones del campo magnético que se propagan

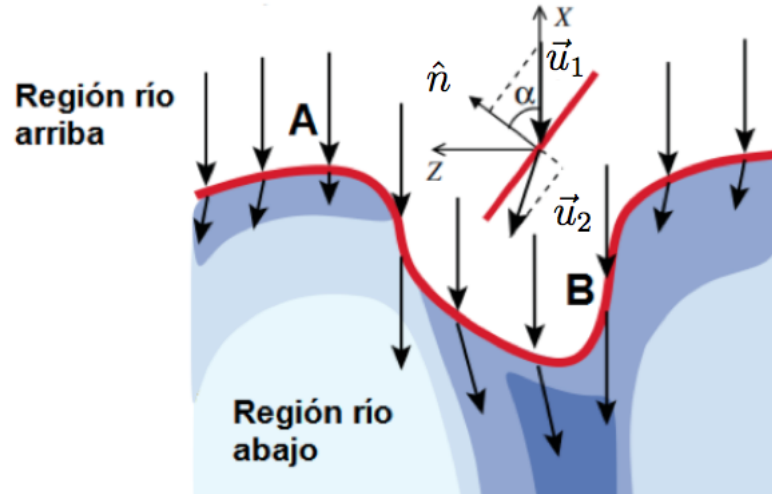


Figura 1.8: Superficie arrugada del choque de proa terrestres y la modulación de velocidad entre la región río arriba y río abajo. Adaptada de Hietala et al. (2009).

a gran velocidad, a pesar de esto algunas observaciones han demostrado su existencia y se han estudiado sus características (Johlander et al., 2016). En el antechoque terrestre existen más estructuras que contribuyen al arrugamiento del choque de proa como los cavitones y anomalías de flujo calientes espontáneas o SHFAs por sus siglas en inglés (Blanco-Cano et al., 2013; Omidi et al., 2013).

Las arrugas en el choque de proa regulan la cantidad de partículas que atraviesan a la región río abajo y el cambio de la velocidad de bulto del plasma. También es el lugar donde la energía cinética de las partículas del VS que logran atravesar el choque se transforma en energía térmica de las partículas en la magnetofunda.

Las arrugas en el choque de proa como el principal mecanismo de formación de los jets de alta velocidad (fenómenos discutidos más adelante) fue propuesto por primera vez por Hietala et al. (2009), ellos utilizaron las ecuaciones Rankine-Hugoniot para explicar porque algunas partes de las arrugas permiten el incremento de la presión dinámica en la magnetofunda. Las ecuaciones Rankine Hugoniot establecen los principios de conservación de masa, carga eléctrica, momento y energía, así que determinan como cambian las condiciones en la región río abajo dependiendo de las condiciones de la región río arriba del choque de proa.

En la Figura 1.8 se muestra el esquema de una arruga en la superficie del choque y el cambio de la velocidad en distintas zonas. Las distintas partes de la arruga modulan en diferente forma al flujo incidente del VS en un choque oblicuo donde el campo magnético es paralelo a la velocidad en la región río arriba. Las flechas negras indican la dirección y la magnitud de la velocidad del plasma en la región río arriba y río abajo del choque que se ha marcado con línea roja; su tamaño indica la magnitud del flujo en ese punto. Se define el ángulo α entre el vector normal a la superficie, denotado por \hat{n} y el vector de velocidad del VS en la región río arriba, denotado por \vec{u}_1 . La densidad de partículas se representa con la gama de azules siendo el color azul tenue densidad baja, mientras de color azul intenso representa una densidad mayor.

En la parte alta de la arruga, zona A, el ángulo α es pequeño, es decir, el vector \vec{u}_1 es casi antiparalelo al vector normal \hat{n} , por lo tanto el cambio en velocidad es mayor. Al contrario, en la parte baja de la arruga, zona B, el ángulo α es más grande produciendo un cambio de velocidad menor, y el flujo o la presión dinámica es igual en ambas regiones (río arriba y abajo).

En la región río abajo de la parte baja de la arruga la velocidad del plasma es casi igual a la velocidad en la región río arriba, lo que produce un aumento de la presión dinámica en el plasma de la región río abajo, en comparación con sus alrededores. Estos incrementos de presión dinámica en la región río abajo de choque sin colisiones han sido identificados como jets de alta velocidad (Hietala et al., 2009). Los jets de alta velocidad son uno de los eventos seleccionados como objeto de estudio para esta tesis y sus propiedades serán descritas más adelante.

De acuerdo con las relaciones de Rankine-Hugonot, el cociente de compresión entre la densidad río abajo y la densidad río arriba es mayor a uno, $r = \frac{\rho_2}{\rho_1} > 1$ dado que $\rho_2 > \rho_1$ (cuando el campo magnético es paralelo a la velocidad en la región río arriba). El cambio en la magnitud de la velocidad normal al choque está dado por el cociente de compresión como, $u_{1n} = ru_{2n}$ dado que $r > 1$, y es mayor al cambio de la componente tangencial, $u_{1t} \approx u_{2t}$.

En la parte alta de la arruga, zona A, la $u_1 \approx u_{1n} \approx ru_{2n} \approx ru_2$, por lo que el cambio en la presión dinámica es dado por

$$P_{din2} = \rho_2 u_2^2 \approx \frac{1}{r} \rho_1 u_1^2 = \frac{1}{r} P_{din1} \quad (1.8)$$

En cambio en la parte baja de la arruga, B, la $u_1 \approx u_{1t} \approx u_{2t} \approx u_2$, por lo que

$$P_{din2} = \rho_2 u_2^2 \approx r \rho_1 u_1^2 = r P_{din1}. \quad (1.9)$$

En resumen, en la parte A de la arruga $P_{din2} < P_{din1}$ y en la parte B de la arruga $P_{din2} > P_{din1}$ (Hietala et al., 2012) para choques cuasiparalelos y esto es importante porque fue el primer mecanismo de formación de jets de alta velocidad propuesto.

Por otro lado, las escalas espaciales de las arrugas varían en los choques cuasiparalelos y cuasiperpendiculares. En el caso de los choques cuasiperpendiculares las arrugas tienen escalas de $\sim 5 d_i$ y pueden ser causadas por ondas “whistler” emitidas en el pie de estos choques, mientras que en el caso de los choques cuasiparalelos las ondas FUB, “shocklets” y SLAMs producen arrugas en escalas de decenas de d_i (ver Kajdič et al., 2021b). Estas arrugas de mayor tamaño son las más relevantes en el contexto de los jets en la magnetofunda porque producen incrementos en el flujo y por tanto, en la presión dinámica en la región río abajo del choque.

Las arrugas en el choque de proa terrestre fueron observadas en un choque cuasiperpendicular por Johlander et al. (2016). Mientras que Gingell et al. (2017) observaron arrugas en el choque marginalmente quasiparalelo. Por otro lado, la estructura no plana de los choques interplanetarios fue discutida en numerosas ocasiones por Russell y Alexander (1984), Szabo et al. (2001, 2003); Szabo (2005), Pulupa y Bale (2008), Koval y Szabo 2010 y Kajdič et al. (2017).

Johlander et al. (2016) encontraron que la longitud de onda de las arrugas es de 175 km o $0.027 R_T$ con amplitudes de 10 km a 20 km como se muestra en la Figura 1.9.

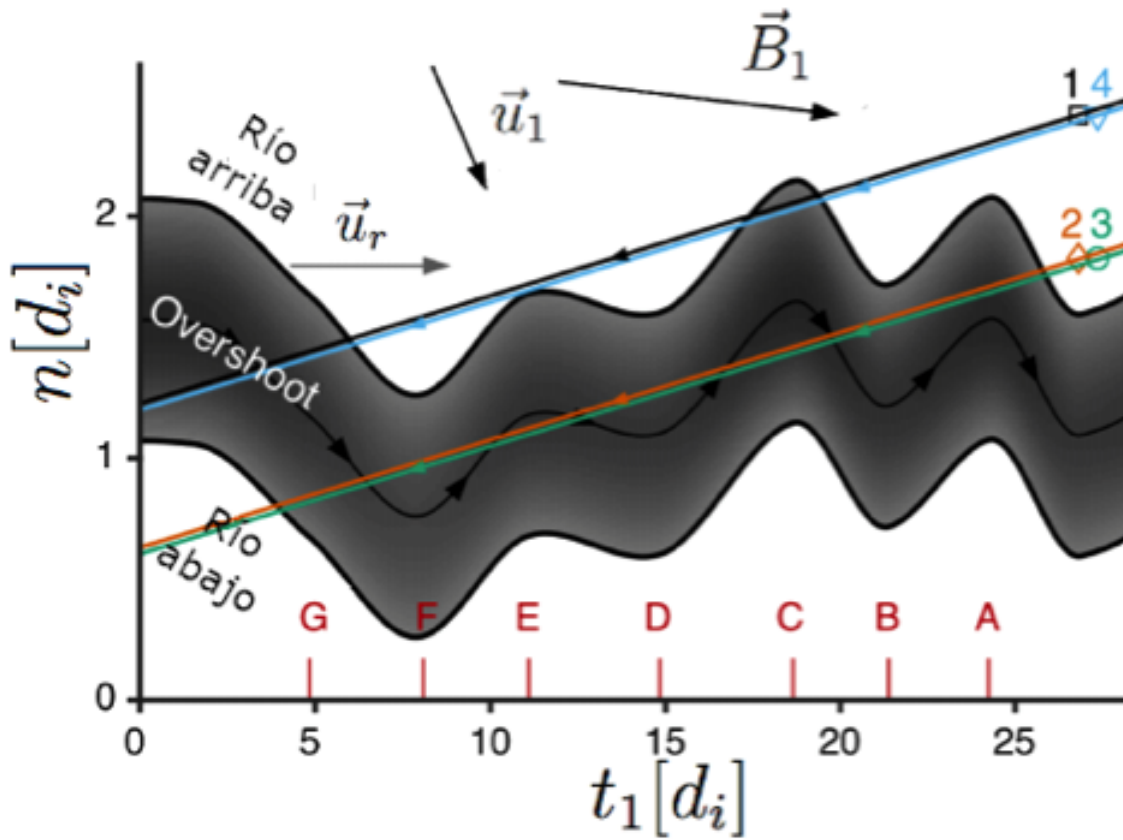


Figura 1.9: Arrugamiento del choque de proa cuasiperpendicular. Campo magnético dentro de la arruga mostrada, la trayectorias de las naves MMS1, MMS2, MMS3 y MMS4, el vector de campo magnético en la región río arriba \vec{B}_1 , el vector de velocidad en la región río arriba \vec{u}_1 y la velocidad fase de la propagación de la arruga \vec{u}_r . Adaptada de Johlander et al. (2016).

Utilizando datos de la misión MMS se determinaron escalas de las arrugas en un choque marginalmente cuasiparalelo parecidas al estudio realizado por Johlander et al. (2016). Las dimensiones de las arrugas fueron reportadas con una longitud de 110 km o 4 d_i y amplitudes de 19 km o 0.4 d_i mientras que los parámetros del choque fueron un número de M_A de 11 y $\theta_{BN}=43^\circ$ (Gingell et al., 2017).

Adicionalmente Gingell et al. (2017) determinaron la dependencia del ángulo θ_{BN} con el tamaño de las arrugas realizando simulaciones híbridas 2D para producir choques con un $M_A=8$ y ángulos $\theta_{BN}=30^\circ$, 40° y 60° . Mientras que la longitud para un choque cuasiperpendicular ($\theta_{BN}=60^\circ$) es de 5 d_i y su amplitud (determinada usando el campo magnético) es de 1.5 d_i ; para un choque marginalmente cuasiparalelo ($\theta_{BN}=40^\circ$) la longitud es de 3 d_i y la amplitud de 1.5 d_i ; y finalmente para un choque cuasiparalelo ($\theta_{BN}=30^\circ$) la longitud es de 2 d_i y la amplitud de 1.5 d_i . En este estudio se encontró que la amplitud de las arrugas permanecen constantes y su longitud está correlacionado con respecto al ángulo θ_{BN} .

1.10. La magnetofunda

La región entre el choque de proa y la magnetopausa es la magnetofunda. En esta región el flujo del VS pasa de velocidades supersónicas (o supermagnetosónicas) a velocidades subsónicas (o submagnetosónicas) en el frente del choque (Narita et al., 2021).

El plasma en la magnetofunda fluye alrededor de la magnetosfera con una temperatura mayor a la del VS porque la energía cinética de las partículas en la región río arriba se transforma en energía térmica en la región río abajo. Por otro lado la velocidad en la nariz de la magnetopausa es menor que en los flancos de la magnetofunda (Spreiter et al., 1966).

Las propiedades del plasma en la magnetofunda pueden ser resumidas de la siguiente forma: la densidad promedio y la magnitud del campo magnético en la magnetofunda, son cantidades promedio mayores a las del VS y sus cambios corresponden a principios de conservación de la masa, carga eléctrica y la energía de acuerdo con las ecuaciones Rankine-Hugoniot para un choque de modo rápido; la temperatura en la magnetofunda es mayor a la del VS y la velocidad del plasma en la magnetofunda es más baja que la velocidad magnetosónica del choque; y tanto en choques cuasiparalelos como en cuasiperpendiculares, la temperatura del plasma es anisotrópica, es decir, la temperatura perpendicular al campo magnético es mayor a la temperatura paralela al campo magnético (Lucek et al., 2005).

Pero algunas de las condiciones del plasma en la magnetofunda en un choque cuasiperpendicular difieren de las condiciones de un choque cuasiparalelo, principalmente, el plasma tiende a ser más turbulento atrás de un choque cuasiparalelo que atrás de uno cuasiperpendicular (Lucek et al., 2005).

Otros parámetros que influyen en las condiciones del plasma en la magnetofunda son la densidad, la velocidad y el parámetro β (cociente entre la presión térmica y magnética, $\frac{P_t}{P_m}$) del VS (Lucek et al., 2005). Los iones que pasan a la región río abajo de un choque cuasiperpendicular contribuyen a la anisotropía de la temperatura de iones (fenómeno en el cual la temperatura perpendicular al campo magnético es diferente que la temperatura paralela al campo magnético) produciendo ondas de Alfvén, inestabilidades tipo espejo e ion ciclotrón (Schwartz et al., 1996). Las ondas de Alfvén producidas inmediatamente después de choques cuasiperpendiculares se transforman en tubos de flujo de radio de 100 km, que corresponde a órdenes de magnitud de la longitud inercial de los iones (Lucek et al., 2005).

Por último y en concordancia con lo discutido en la sección 1.8, la magnetofunda río abajo de la región cuasiparalela es una región parchada por regiones de plasma muy denso y tibio (plasma que no ha sido calentado lo suficiente por la reflexión de los iones) y por regiones de plasma poco denso y caliente, el cual ha sido calentado por reflexión de los iones (Schwartz y Burgess, 1991).

1.11. Otras nomenclaturas para los jets de alta velocidad

La energía cinética, presión dinámica, flujo, densidad y velocidad de bulto no son homogéneas en la magnetofunda terrestre. Un gran número de estudios observacionales han reportado incrementos significativos de estas cantidades físicas con respecto a sus valores

promedios en la magnetofunda, o incluso algunos comparables con valores promedios en el VS.

Así que diversos términos han surgido relacionados a dichos incrementos entre los que se encuentran los incrementos transientes de flujo (ITFs, Němeček et al., 1998), jets de alta energía cinética (Amata et al., 2011), plasmoides (Karlsson et al., 2012, 2015; Gunell et al., 2014), jets supermagnetosónicos (Hietala et al., 2012), pulsos de presión dinámica (Archer et al., 2012), incrementos de presión dinámica (Archer y Horbury, 2013), jets de alta velocidad (Plaschke et al., 2013), jets de gran escala (Dmitriev y Suvorova, 2012) e incrementos de densidad según Gutynska et al. (2015). Finalmente, Plaschke et al. (2018) usaron el término generalizado jets para referirse a todos estos eventos. Estos últimos autores realizaron una tabla mostrando los criterios utilizados para identificar a estos eventos transientes en la magnetofunda, la cual se puede resumir de la siguiente manera en la Tabla 1.1, con el objetivo de ejemplificar el aumento del parámetro identificado en la magnetofunda (mfd) y los valores de los criterios promediados temporalmente en la mfd o el viento solar (VS) reportados anteriormente en la literatura.

Los eventos transientes reportados en esta tabla fueron registrados en diferentes zonas de la magnetofunda, por ejemplo: en el lado día se registraron los pulsos de presión dinámica, los incrementos de presión dinámica, los jets de gran escala, los plasmoides de densidad y los incrementos de densidad; los jets de alta velocidad se registraron en el punto subsolar de la magnetofunda, en la región donde el ángulo de cono era menor a 30° ; los ITFs en el lado atardecer; en la cuña septentrional se registraron los jets de alta energía cinética y los plasmoides de velocidad; los incrementos de densidad se identificaron en el lado día, en los flancos atardecer y amanecer. Mientras que la notación utilizada en la Tabla 1.1 para distinguir a ciertos incrementos de los parámetros en la magnetofunda son los siguientes: el flujo iónico ($\rho_{mfd}u_{mfd}$), la energía cinética ($\frac{1}{2}\rho_{mfd}u_{mfd}^2$), la densidad (ρ_{mfd}), la velocidad de bulto (u_{mfd}), la velocidad magnetosónica ($u_{ms,mfd}$), la componente x de la velocidad ($u_{mfd,x}$), siguiendo esta notación la presión dinámica en la magnetofunda se denota por $\rho_{mfd}u_{mfd}^2$ y es mayor o igual que a la presión dinámica en la magnetofunda calculada con la componente x de la velocidad dada por $\rho_{mfd}u_{mfd,x}^2$, la presión total es denotada por la suma de las presiones dinámica, térmica y magnética, $\rho_{mfd}u_{mfd}^2 + P_{ter,mfd} + P_{B,mfd}$. Por último, en la columna de criterio utilizado los paréntesis triangulares indican promedios temporales y los subíndices el tiempo considerado para su cálculo.

Como se puede apreciar en la Tabla 1.1 el término jet también suele utilizarse para definir a un incremento de presión dinámica o de energía cinética en la magnetofunda. Se presentan a continuación algunos de los hallazgos sobre la formación y características de estos eventos. Amata et al. (2011) mostraron que los jets de alta energía cinética pueden llegar a impactar a la magnetopausa y deformarla pero no fueron capaces de mostrar que estos se reconectarán magnéticamente con la magnetopausa. Archer et al. (2012) mostraron que los pulsos de presión dinámica deben ser formados en el choque de proa terrestre y proponen que una discontinuidad rotacional en el VS produce un cambio abrupto entre las regiones cuasiparalelas y cuasiperpendiculares en el choque de proa produciendo estos pulsos, que también pueden deformar a la magnetopausa y Archer y Horbury (2013) proponen que un incremento de presión dinámica es producido por el impacto de una anomalía de flujo caliente en el choque de proa.

Dmitriev y Suvorova (2015) calcularon que la tasa de penetración del plasma de la

magnetofunda en la magnetosfera, debida a los jets de gran escala fueron de 10^{29} partículas por día. Por otra parte, de acuerdo con Gutynska et al. (2015), los incrementos de densidad son fenómenos más comunes para ángulos θ_{BN} (choques cuasiparalelos) y ángulos de cono pequeños, y están asociados a las estructuras en el antechoque terrestre.

Autores del artículo	Nombre del evento transiente	Parámetro físico	>Criterio utilizado
Němeček et al. (1998)	Incremento transiente de flujo	$\rho_{mfd}u_{mfd}$	$> \frac{3}{2} \langle \rho_{mfd}u_{mfd} \rangle_{20min}$
Amata et al. (2011)	Jet de alta energía cinética	$\frac{1}{2}\rho_{mfd}u_{mfd}^2$	$> \frac{1}{2}\rho_{VS}u_{VS}^2$
Hietala et al. (2012)	Jet supermagnetosónico	u_{mfd} $\rho_{mfd}u_{mfd}^2$	$> u_{ms,mfd}$ $> \rho_{VS}u_{VS}^2$
Archer et al. (2012)	Pulso de presión dinámica	$\rho_{mfd}u_{mfd}^2$	~ 1.5 nPa
Archer y Horbury (2013)	Incremento de presión dinámica	$\rho_{mfd}u_{mfd}^2$	$> 2\langle \rho_{mfd}u_{mfd}^2 \rangle_{20min}$
Plaschke et al. (2013)	Jet de alta velocidad	$\rho_{mfd}u_{mfd,x}^2$ $u_{mfd,x} < 0$	$> \frac{1}{2}\rho_{VS}u_{VS}^2$ $> 2\langle u_{mfd,x} \rangle$
Dmitriev y Suvorova (2015)	Jet de gran escala	$\rho_{mfd}u_{mfd}^2 + P_{ter,mfd}$ $+ P_{B,mfd}$	$> \rho_{VS}u_{VS}^2 + P_{ter,VS}$ $+ P_{B,VS}$
Karlsson et al. (2012, 2015)	Plasmoide de densidad	ρ_{mfd}	$> \frac{3}{2} \langle \rho_{mfd} \rangle_{500s}$
Gutynska et al. (2015)	Incrementos de densidad	ρ_{mfd}	$> \frac{3}{2} \langle \rho_{mfd} \rangle_{500s}$
Gunell et al. (2014)	Plasmoide de velocidad	$u_{mfd,x} < 0$	$> 2 \langle u_{mfd,x} \rangle$

Tabla 1.1: Diversas nomenclaturas usadas para definir eventos transientes en la magnetofunda que son identificados por alcanzar altos valores de los parámetros físicos comparables con los del VS o de sus alrededores.

A continuación, se describen los estudios observacionales más recientes de los jets de alta velocidad, ITF, plasmoides de densidad y velocidad en la magnetofunda terrestre, con el fin de seleccionar los criterios más usuales para identificarlos y estudiar las propiedades físicas de los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad producidos en nuestras simulaciones. Es importante estudiar estos fenómenos, ya que se ha observado que pueden impactar a la magnetopausa y deformarla (Shue et al., 2009), lo que produce incrementos en las corrientes de la magnetosfera e incluso algunos centelleos en las auroras boreales (Wang et al., 2018).

1.12. Incrementos transientes de flujo

El primer estudio en reportar incrementos de flujo de iones en la magnetofunda terrestre fue realizado por Němeček et al. (1998) utilizando datos de las naves MAGION-4,

INTERBALL-1, y WIND del 17 al 18 de enero de 1996, a continuación se describe este estudio de caso. Durante este período la misión espacial WIND registraba valores típicos del VS con una densidad y velocidad reportadas de, $\rho_{VS}=6 \text{ cm}^{-3}$ y $u_{VS}=490 \text{ kms}^{-1}$, lo que resultó en un flujo de iones promedio de $\rho_{VS}u_{VS}=2.94 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (Figura 1.10a). Además la nave WIND observó cambios en la magnitud y en la orientación del CMI. Estos cambios produjeron variaciones en el ángulo entre el CMI y la línea Sol Tierra, conocido como ángulo de cono y en el número de M_A del choque como se muestra en los paneles b) y c) de la Figura 1.10, respectivamente. El ángulo de cono es similar al ángulo θ_{BN} a distancias cercanas del punto subsolar del choque de proa y de acuerdo con la Figura 1.10c) la mayor parte del tiempo se registró un choque cuasiparalelo, esto se deduce de la figura porque la mayor parte del tiempo el perfil tiene valores menores a 45° , aunque en repetidas ocasiones se presentaron choques cuasiperpendiculares.

Simultáneamente las naves INTERBALL-1 y MAGION-4 se encontraban en diferentes secciones de la magnetofunda: INTERBALL-1 estaba en la región del choque cuasiparalelo mientras que MAGION-4 estaba conectada al choque cuasiperpendicular. La nave INTERBALL-1 observó once incrementos del flujo iónico identificados como ITF (Figura 1.10e). El criterio de Němeček et al. (1998) para identificar a un ITF fue el siguiente: el valor del flujo iónico en la magnetofunda debe exceder por un factor de 1.5 al valor del flujo iónico promediado durante 20 minutos en la magnetofunda, es decir, $\rho_{ITF}u_{ITF} > 1.5 \langle \rho_{mfd}u_{mfd} \rangle_{20min}$ antes de la observación, donde los paréntesis triangulares significan el valor promedio de la cantidad física, los subíndices ITF y mfd hacen alusión a los incrementos transientes de flujo y a la magnetofunda, respectivamente. MAGION-4 no observó ningún ITF por lo que los autores concluyeron que estos incrementos eran fenómenos locales. Němeček et al. (1998) propusieron que la interacción de las discontinuidades de CMI en el antechoque con el choque de proa terrestre podrían ser posibles causas del origen de los ITFs.

Comparando los paneles b) y e) de la Figura 1.10 a las 22:00 UT hay un intervalo de media hora (marcado entre líneas azules) durante el cual el choque de proa fue cuasiperpendicular y el flujo iónico en la magnetofunda varió ligeramente de su valor promedio, por lo que Němeček et al. (1998) concluyeron que los ITFs no pueden ser interpretados como una simple consecuencia del cambio en orientación del ángulo θ_{BN} o por cambios en magnitud del campo magnético del VS.

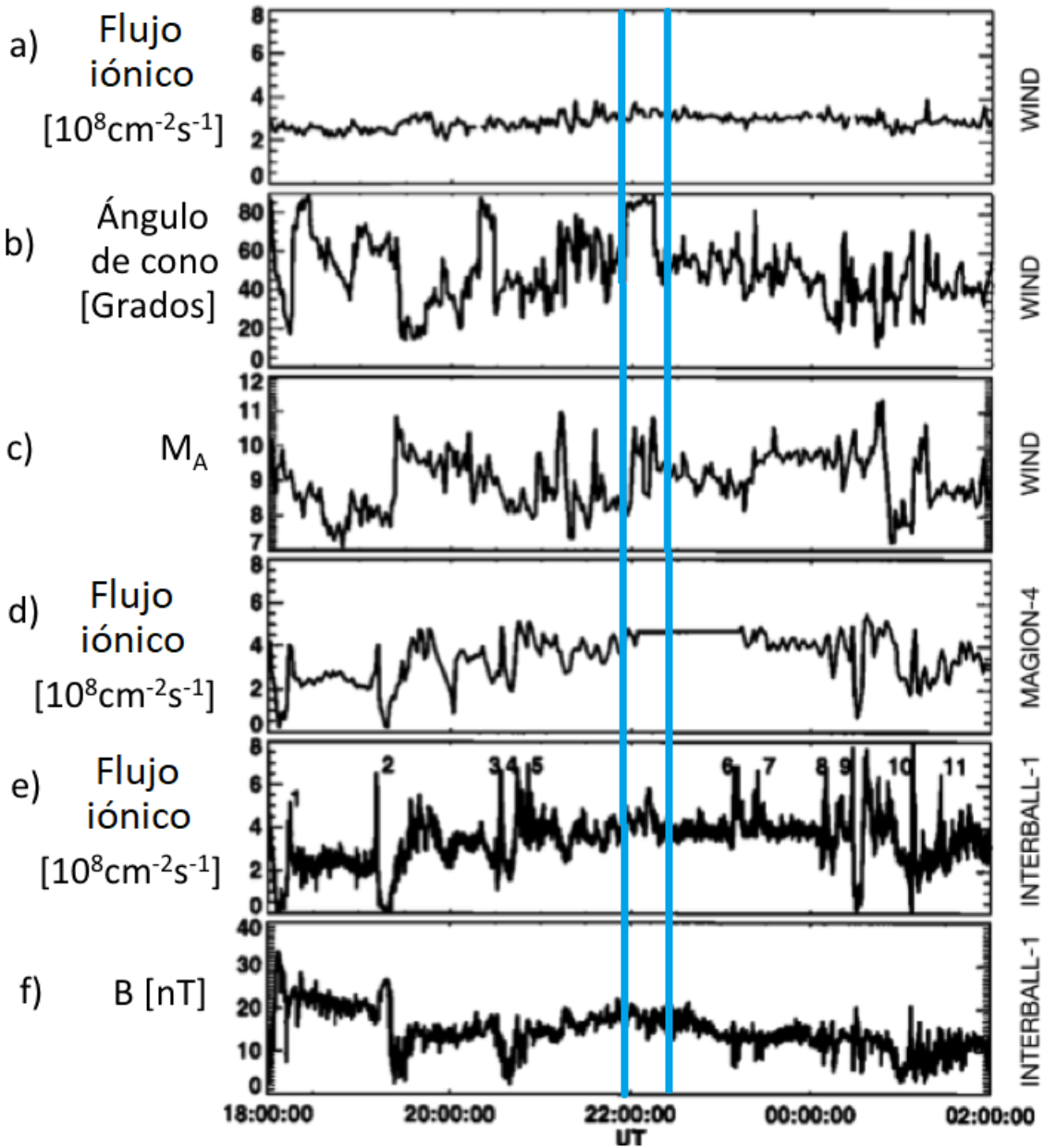


Figura 1.10: Incrementos de flujo transientes. a) Flujo de iones, b) ángulo de cono, c) número de Mach alfvénico, d) flujo de iones, e) flujo de iones f) magnitud de campo magnético. Adaptada de Němeček et al. (1998).

Por otra parte, las conclusiones del estudio de Němeček et al. (1998) fueron que los ITFs son observados en todas las latitudes de los flancos de la magnetofunda cuando el flujo solar permanece constante y su velocidad es supercrítica ($M_A > 7$), la mayoría de los ITFs son observados cuando el plasma entra por el antechoque (en choques cuasiparalelos) principalmente y sus dimensiones son del orden de radios terrestres.

1.13. Jets de alta velocidad

En la sección anterior se describió el descubrimiento de ITFs en la magnetofunda terrestre utilizando un criterio basado en el incremento del flujo iónico en la magnetofunda. Este hallazgo motivó la elaboración de un gran número de artículos observacionales que reportaron el registro de incrementos de la presión dinámica en la magnetofunda, calculada con la componente x de la velocidad, para identificar a los jets de alta velocidad. Utilizaron esa cantidad porque así pueden identificar a los jets de alta velocidad que pueden impactar y deformar a la magnetopausa y porque la velocidad del VS a 1 U.A. es superalfvénica y supermagnetosónica. La presión dinámica usada por Hietala et al. (2009, 2012) y Plaschke et al. (2013) para identificar jets de alta velocidad está denotada por,

$$P_{din,x} = \rho_{mfd} u_{x,mfd}^2 \quad (1.10)$$

donde ρ_{mfd} es la densidad en la magnetofunda y $u_{x,mfd}$ es la componente x de la velocidad de iones en la magnetofunda.

Para identificar y describir a un jet de alta velocidad, Hietala et al. (2009, 2012) y Plaschke et al. (2013) listaron los siguientes criterios:

1. La $P_{din,x}$ en el jet de alta velocidad debe exceder la mitad del promedio de la presión dinámica del VS: $P_{din,x} > 0.5 \langle \rho_{VS} u_{VS}^2 \rangle$, promediadas en un intervalo temporal de 10 minutos y la notación de los subíndices VS para denotar al viento solar.
2. La duración de los jets de alta velocidad, t_{jet} , se define como el intervalo donde se cumple la condición $P_{din,x} > 0.25 \langle \rho_{VS} u_{VS}^2 \rangle$.
3. El intervalo de tiempo observado un minuto antes y después de los jets de alta velocidad se llaman intervalos prejet y postjet.
4. La componente x de la velocidad adentro de los jets de alta velocidad tiene que ser negativa durante todo el intervalo del jet de alta velocidad.
5. Durante los intervalos prejet y postjet la velocidad del plasma tiene que cumplir con la condición $u_{mfd,x} > 0.5 u_{mfd,x}(t_0)$, donde t_0 es el tiempo cuando el cociente entre la presión dinámica adentro del jet y la del VS es máxima.

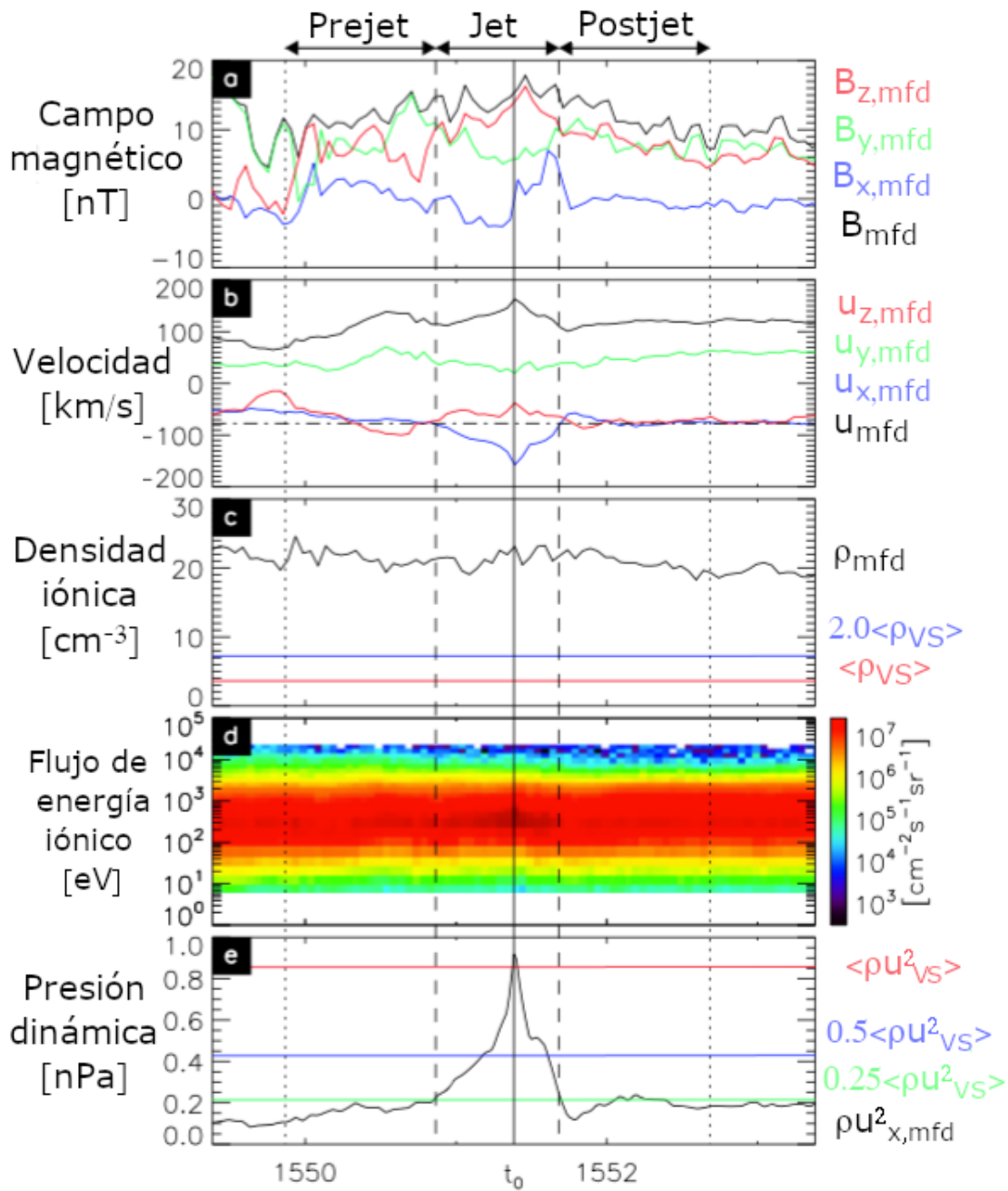


Figura 1.11: Jet de alta velocidad. a) Campo magnético, b) velocidad de iones, c) densidad de iones, d) flujo de energía de iones, e) presión dinámica calculada con la componente x de la velocidad en coordenadas GSE. Adaptada de Plaschke et al. (2013).

La Figura 1.11 muestra un ejemplo de un jet de alta velocidad reportado por Plaschke et al. (2013) y observado el 2 de julio del 2008 por la nave THEMIS-C. En el panel b) de la Figura 1.11 se puede observar un cambio considerable en la magnitud de la componente x de velocidad de iones (línea azul) correlacionado con el máximo de presión dinámica, esto indica que el flujo de iones tiene una gran velocidad hacia la Tierra. En el panel c) se muestra la densidad del plasma sin grandes cambios aparentes a los valores de la magnetofunda. En el panel d) se muestra un mayor número de partículas con energías próximas a 100 eV durante el intervalo del jet. En el panel e) se muestra el incremento de presión dinámica calculada con la componente x de velocidad, P_x , que rebasa el valor de $0.5\langle\rho_{VS}u_{VS}^2\rangle$ representado con línea azul.

En el estudio estadístico de Plaschke et al. (2013), se mostró que la ocurrencia de los jets de alta velocidad depende del ángulo de cono. Durante los períodos del CMI radial (ángulos de cono bajos) se produce un mayor número de jets de alta velocidad en la magnetofunda terrestre. Los autores afirman que se produce un mayor número de jets cuando el ángulo de cono es $\theta_{BN} < 30^\circ$. Además se observa un mayor número de jets cerca del choque de proa que en regiones más adentro de la magnetofunda. Los jets de alta velocidad poseen una baja temperatura y una densidad en el espacio fase más isotrópica que el resto de la magnetofunda. El 98 % de los jets de alta velocidad observados fueron súperalfvénicos y el 14 % súpermagntosónicos (Plaschke et al., 2013).

El tamaño promedio de los jets de alta velocidad reportado por Plaschke et al. (2013) en la dirección x fue de 4, 000 km y su duración promedio de 29 s. Plaschke et al. (2016) asumieron que la forma de los jets es cilíndrica y estimaron que los jets tienen dimensiones promedios de $1.34 R_T = 8, 546$ km en la dirección perpendicular a la propagación del jet y $0.71 R_T = 4, 528$ km en la dirección paralela a su propagación. Recientemente, Plaschke et al. (2020) reportaron que los jets tienen escalas aun menores que las reportadas por Plaschke et al. (2016), en promedio los jets de alta velocidad miden $0.12 R_T$ en la dirección perpendicular al flujo y de $0.15 R_T$ en dirección paralela. Estas escalas son parecidas a las dimensiones de las SLAMs. Además, utilizando la teoría MHD, Hietala y Plaschke (2013) concluyeron que el 97 % de los jets son producidos por arrugas en el choque de proa.

Otro tema importante es la interacción de estos eventos con el plasma de la magnetofunda. Los jets de alta velocidad pueden comprimir el plasma que los rodea porque algunos viajan más rápido que este plasma, por lo que pueden producir choques transitorios y locales que contribuyen al calentamiento del plasma en la magnetofunda. Liu et al. (2020) analizaron una muestra de 2, 859 jets que satisfacen los criterios observacionales de Plaschke et al. (2013) para identificar 364 jets con choques de proa propios y encontraron que las siguientes condiciones del VS favorecen su producción: valores altos del parámetro β (valores bajos de la magnitud del CMI), números de Mach alfvénicos altos, presión dinámica elevada y ángulos de cono bajos. Plaschke y Hietala (2018) mostraron que el plasma alrededor de los jets puede ser acelerado, empujado por la parte delantera del jet y en la parte posterior de los jets formar vórtices.

1.14. Plasmoides de densidad

Karlsson et al. (2012, 2015) identificaron plasmoides de densidad como aumentos del 50% sobre el valor promedio de la densidad del plasma a su alrededor en la magnetofunda. Estos autores también distinguen incrementos del campo magnético dentro de los plasmoides para agruparlos en paramagnéticos, o si se registran decrementos del campo magnético los plasmoides se categorizan como diamagnéticos.

Además, si la velocidad dentro del plasmoides es igual a la velocidad del plasma en la magnetofunda, se denominan como embebidos; de otra manera si la velocidad del plasmoides es mayor a la velocidad de la magnetofunda, se les llaman rápidos. Se han registrado que existen los plasmoides diamagnéticos y paramagnéticos embebidos; pero sólo los plasmoides paramagnéticos pueden ser rápidos por lo que Karlsson et al. (2015) clasificaron a estos últimos como un subconjunto de los jets de alta velocidad en la magnetofunda terrestre. Debido al incremento de velocidad dentro de los plasmoides paramagnéticos rápidos, se registran incrementos de presión dinámica, firma que comparten con los jets de alta velocidad descritos en la sección anterior.

En el VS sólo se han observado estructuras con propiedades similares a los plasmoides diamagnéticos, por lo que Karlsson et al. (2015) concluyeron que los plasmoides paramagnéticos se deben formar en el choque de proa o en la magnetofunda misma. Debido a que comparten características similares, se considera que las SLAMs al atravesar el choque de proa se transforman en plasmoides paramagnéticos.

Utilizando la simulación híbrida de un choque cuasiparalelo con $\theta_{BN} = 15^\circ$ y un número de Mach alfvénico de 7, el escenario propuesto para la formación de un plasmoides de densidad por Preisser et al. (2020) es mediante la reconexión magnética de dos capas con direcciones opuestas en el campo magnético, ubicadas inmediatamente después del frente del choque. La primera capa está formada por una componente del campo magnético negativa, $B_y < 0$, y la segunda capa por una componente del campo magnético positiva, $B_y > 0$. El plasma que atraviesa estas capas permite la formación de un plasmoides de densidad con una estructura magnética interna parecida a la de un vórtice visualizado con las líneas de campo magnético.

En la Figura 1.12 se muestra un plasmoides paramagnético observado por la nave Cluster 1 el 4 de febrero del 2005 entre las 07:44 y las 07:44 UT marcado entre líneas azules. El plasmoides está asociado con un incremento en la magnitud de campo magnético, mostrado en el panel b) por lo que se le denomina plasmoides paramagnético. Karlsson et al. (2015) reportan que usualmente adentro de los plasmoides paramagnéticos se presentan decrementos en las temperaturas paralela y perpendicular como los que se muestran en este caso (paneles c y d). En la Figura 1.12e) se muestra la caída de la componente x de velocidad, similar al mostrado en la Figura 1.11b) lo que significa que el plasma se dirige con gran velocidad hacia la Tierra. En las componentes y y z no se muestran incrementos (paneles f y g) pero antes del plasmoides de densidad se puede observar un incremento tanto de la temperatura perpendicular al campo magnético como en la paralela (panel c y d).

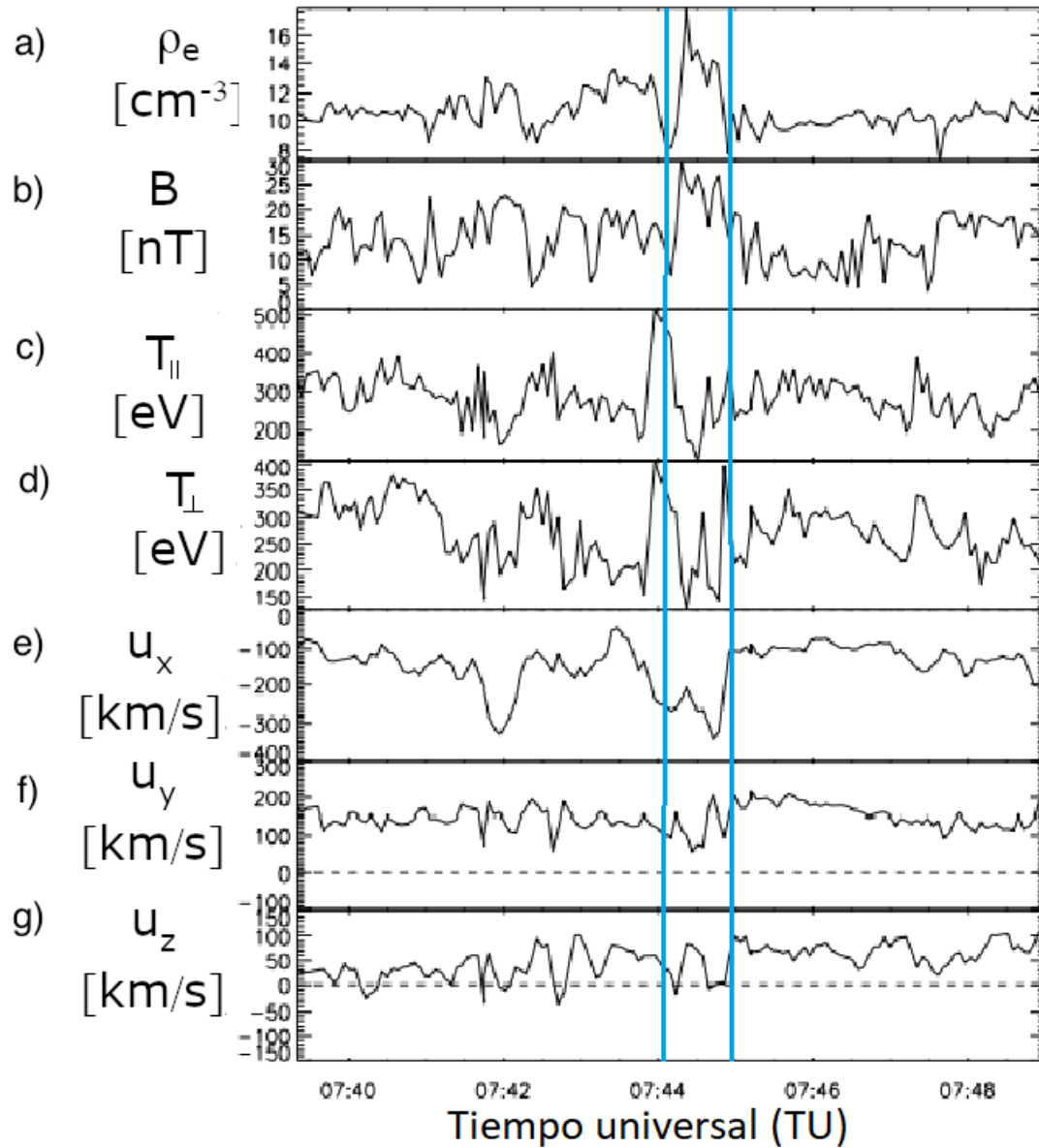


Figura 1.12: Plasmoide de densidad. a) Densidad de electrones, b) magnitud campo magnético, c) temperatura paralela, d) temperatura perpendicular, e) componente x de la velocidad, f) componente y de la velocidad, g) componente z de la velocidad en coordenadas GSE. Adaptada de Karlsson et al. (2012).

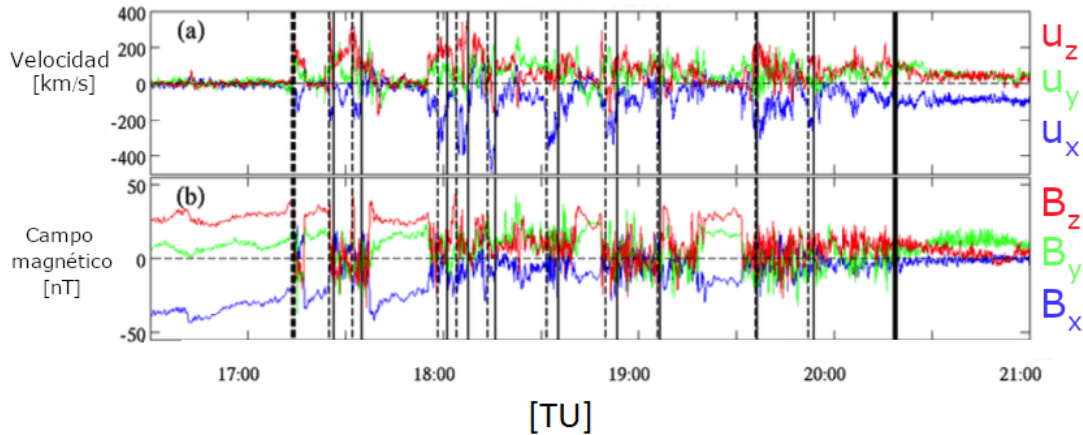


Figura 1.13: Plasmoides de velocidad entre líneas punteadas. a) Componentes de la velocidad de iones, b) componentes de campo magnético en coordenadas GSE. Adaptada de Gunell et al. (2014).

1.15. Plasmoides de velocidad

El criterio utilizado por Gunell et al. (2014) para identificar plasmoides de velocidad, consiste en detectar incrementos en el valor absoluto de la magnitud de la componente x de velocidad (en el sistema GSE) del doble del valor promedio de la magnitud de la componente x de la velocidad en la magnetofunda, esto es $|u_{x,mfd}| > 2.0|\langle u_{x,mfd} \rangle|$. En esta tesis se especifica el uso del valor absoluto para establecer este criterio porque en el estudio observacional de Gunell et al. (2014) usan una velocidad negativa $u_{x,mfd} < 0$, de acuerdo con el sistema de referencia antes mencionado, esto significa que el plasmoides tiene dirección antisolar y que se dirige hacia la Tierra.

En la Figura 1.13a) se muestran los plasmoides de velocidad, entre líneas delgadas punteadas y continuas; el inicio del plasmoides se marca con línea punteada y el final de cada plasmoides con línea continua. La línea azul en el panel a) muestra el aumento en el valor absoluto de la componente x de la velocidad (regiones en las que se alcanzan los valores de velocidad más negativas). La línea negra punteada gruesa marca el inicio de la magnetofunda y el final de esta capa se mostró con una línea gruesa continua. Aunque la región observada principalmente en esta figura es la magnetofunda, también se muestran algunos plasmoides en la magnetopausa. Por ejemplo, el inicio del plasmoides registrado a las 18:49:49 TU inicia en la magnetofunda y cruzó a la magnetopausa junto con la nave. Como se muestra en la Figura 1.13b) dentro de los plasmoides varían las magnitudes del campo magnético lo que puede atribuirse a la presencia de ondas whistler y ondas de frecuencias ultra baja híbridas (Gunell et al., 2014).

En la Figura 1.14 se muestra un ejemplo de un plasmoides de velocidad en la magnetofunda entre líneas punteadas negras detectado por la nave Cluster 1 a las 10:21:05 TU del día 17 de marzo del 2007, este tiempo es asignado como $t=0$ s. En el panel a) se muestra variaciones en las componentes del campo magnético dentro del plasmoides de velocidad identificado por el incremento en el valor absoluto de la componente x de la velocidad observado en el panel b). La densidad en el plasmoides, en la Figura 1.14c), es más alta que

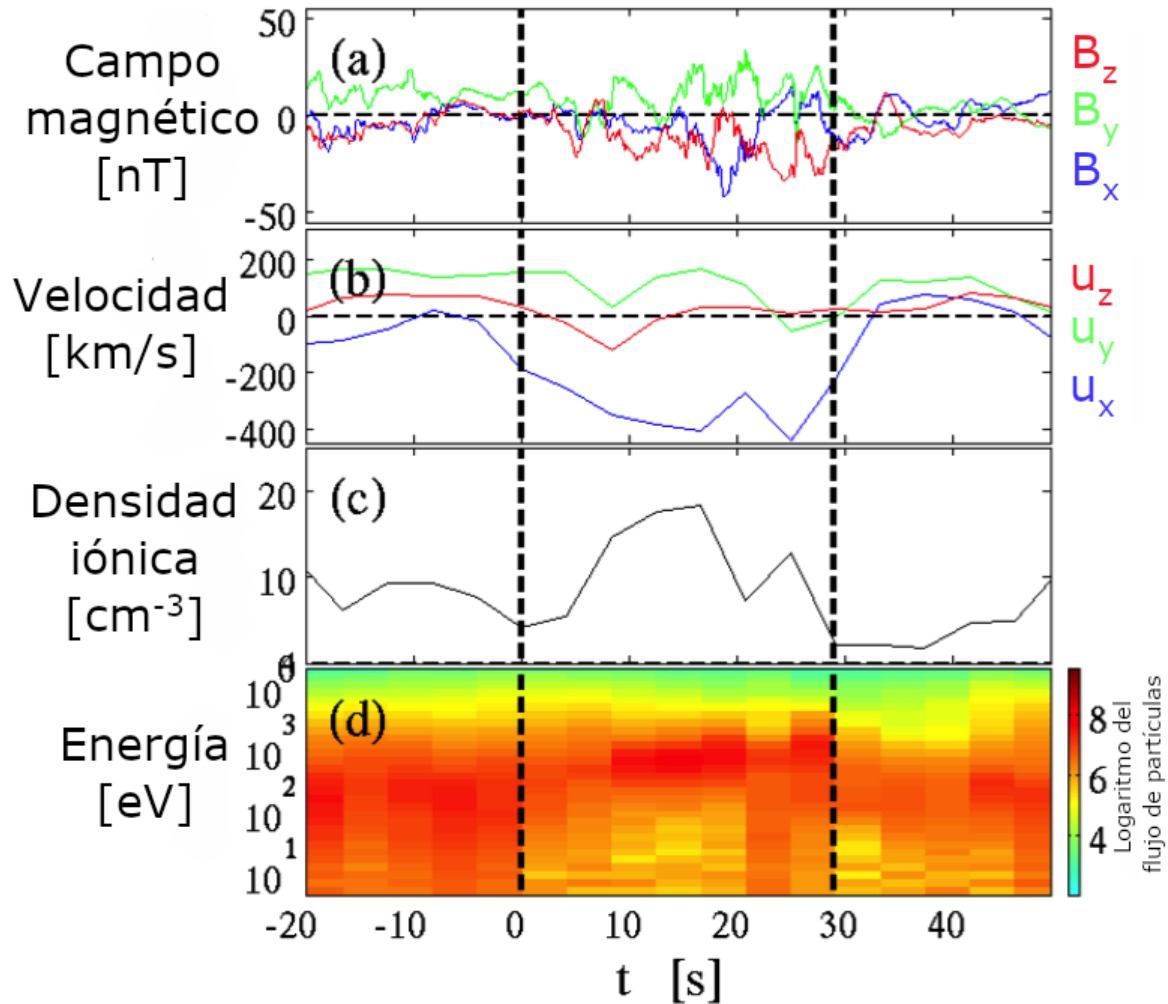


Figura 1.14: Plasmoide de velocidad. a) Componentes del campo magnético, b) componentes de la velocidad de iones en coordenadas GSE, c) densidad de iones, d) espectro de energía de iones omnidireccional. Adaptada de Gunell et al. (2014).

en sus alrededores como en un plasmoide de densidad. También dentro de este plasmoide se muestra un incremento de iones con energías aproximadas a 1 keV como se muestra con color rojo intenso, el cual corresponde aproximadamente a un valor de 9 en escala logarítmica del flujo de partículas en la misma figura.

1.16. Impacto de jets de alta velocidad o plasmoide de velocidad sobre la magnetopausa y la deformación de la magnetopausa

Algunos de los jets de alta velocidad y plasmoides tienen la energía cinética suficiente para viajar desde el choque de proa, donde se originan, atravesar la magnetofunda e

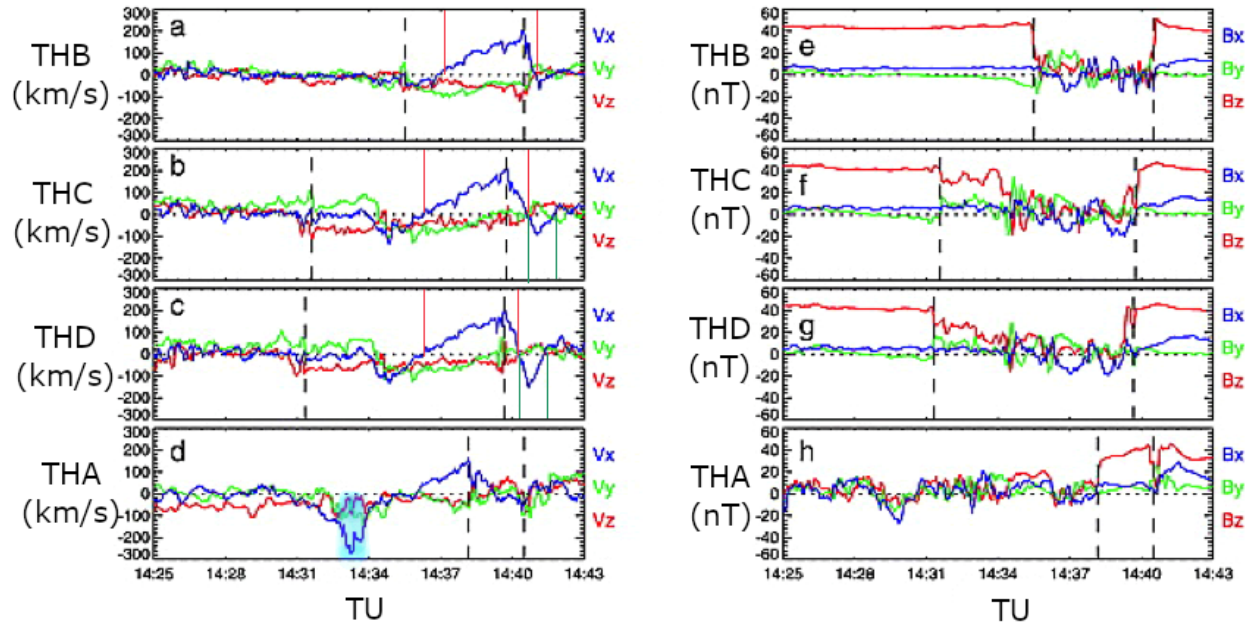


Figura 1.15: Observaciones de las componentes de la velocidad y las componentes del campo magnético registradas por las misiones e) THEMIS-B, f) THEMIS-C, g) THEMIS-D y h) THEMIS-A. Adaptada de Shue et al. (2009).

impactar en la magnetopausa terrestre. Aunque claramente los jets de alta velocidad son más abundantes cerca del choque de proa, aun su tasa de impacto en la magnetofunda es considerablemente alta (aproximadamente de tres jets en una hora). Además los jets y plasmoides impactan con la suficiente energía como para deformar a la magnetopausa (Plaschke et al., 2013; Plaschke et al., 2016) esto indica la gran velocidad que conservan durante su viaje a través de la magnetofunda.

El impacto de jets en la magnetopausa produce deformaciones locales de esta superficie y permite que el plasma de la magnetofunda entre a la magnetosfera por penetración impulsiva. Shue et al. (2009) reportó una deformación de la magnetopausa por un incremento en el valor absoluto de la componente x de la velocidad en la magnetofunda que fue captado por la nave THEMIS A, como se muestra en la Figura 1.15 de color azul claro.

Las líneas punteadas en la Figura 1.15 representan los cruces con la magnetopausa mientras las distintas naves se encontraban en una formación conocida como collar de perlas, el cual consiste en alinear a las naves, una seguida de la otra para cruzar la magnetopausa. En las Figuras 1.15a-d) se muestran las componentes de velocidad y en las Figuras 1.15e-h) se muestran las componentes del campo magnético. Dicha formación y la posición en equilibrio de la magnetopausa se muestra en la Figura 1.16a).

De acuerdo a la Figura 1.15h) la nave THEMIS A estuvo en la magnetofunda la mayor parte del tiempo, de las 14:25 a las 14:38 TU, registrando un campo magnético bajo y perturbado. La nave THEMIS B se encontraba en la magnetosfera durante la mayor parte del intervalo de 14:25-14:35 UT y poco después de las 14:40 TU según la Figura 1.15e).

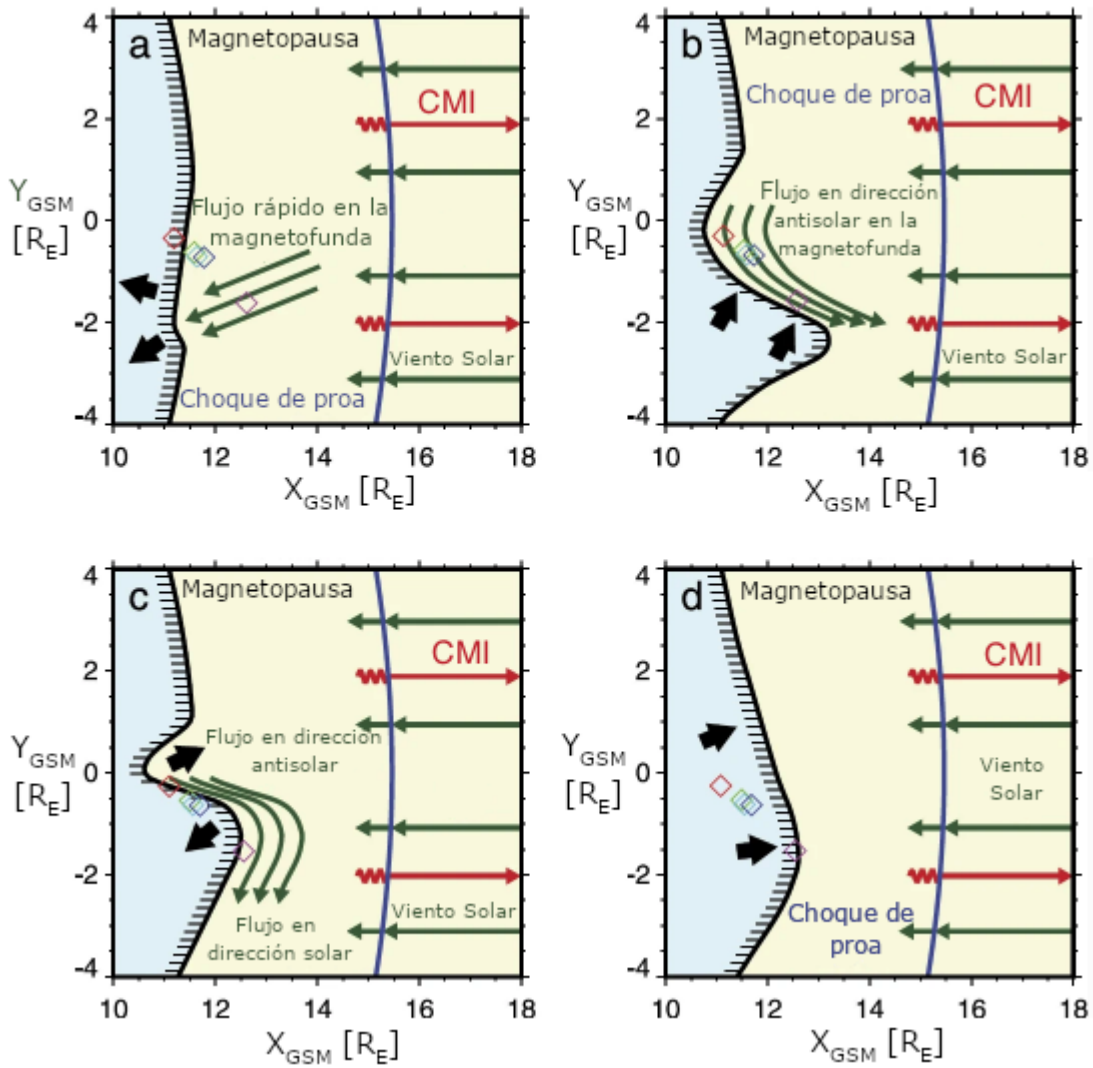


Figura 1.16: Diagrama esquemático para la deformación de la magnetopausa por el impacto del incremento de flujo en la magnetofunda terrestre. Adaptada de Shue et al. (2009).

El jet de alta velocidad impacta a la magnetopausa provocando una zona ligeramente cóncava en ella, el flujo en dirección solar se detectó por las naves THEMIS A, C, D y E, sólo la nave THEMIS B, que estaba más cercana a la Tierra, registra el plasma de la magnetosfera (Figura 1.16a).

Después el flujo deforma considerablemente la magnetopausa logrando una concavidad más profunda en ella y el flujo incidente del jet de alta velocidad es redireccionado en sentido antisolar, esto es captado por todas las naves THEMIS (Figura 1.16b). La magnetopausa intenta volver a su forma original empujando el plasma del jet y desviándolo un poco en dirección antisolar, por lo que las naves más cercanas a la Tierra registran el plasma de la magnetosfera nuevamente (THEMIS E y C), pero la nave más lejana a la Tierra registra el flujo del jet de alta velocidad en dirección solar un poco desacelerado (Figura 1.16c). Finalmente la magnetosfera y la magnetopausa recobran su forma original y todas las naves registran el plasma de la magnetosfera (Figura 1.16d).

En este estudio de caso las naves que logran registrar el ir y venir de la magnetopausa (Figuras 1.16 b y d) fueron las naves THEMIS C y THEMIS D, que como se muestra en los paneles Figura 1.15 f y g) se encuentran en la magnetopausa cuando registran primero un flujo en dirección solar (entre líneas rojas) y un flujo en dirección antisolar (entre líneas verdes) en las Figuras 1.15 a) y b). El flujo asociado a una expansión de la magnetosfera está relacionado con un flujo en dirección antisolar y el flujo asociado con la contracción de la magnetosfera con la dirección antisolar.

Dmitriev y Suvorova (2012) utilizaron datos de THEMIS para examinar la interacción de 646 jets de gran escala con la magnetopausa. De acuerdo con estos autores, la interacción de jets de gran escala con la magnetopausa produce una compresión local que se identifica por el incremento del campo magnético terrestre en una región cercana a la magnetopausa, determinaron que en algunos casos se muestra una secuencia de expansión-compresión-expansión en la magnetosfera terrestre. También reportan que la interacción de jets con la magnetopausa resulta en movimiento repentino de la magnetopausa y un incremento en el campo magnético terrestre y que en 60% de los casos los jets penetran adentro de la magnetosfera terrestre.

Capítulo 2

Simulaciones híbridas de choques sin colisiones

Las simulaciones híbridas tratan a los iones como partículas mientras que a los electrones como un fluido sin masa (Burgess y Scholer, 2015) y son importantes ya que complementan los resultados de los estudios observacionales, los cuales tienen la desventaja que dependen tanto del número de naves como de sus trayectorias para registrar las condiciones iniciales del VS y a su vez las propiedades de la magnetofunda.

En contraste, las simulaciones híbridas permiten el control de las condiciones iniciales del plasma en la región río arriba y son útiles para describir al VS por considerarse de un fluido no colisional. Otra ventaja de este tipo de simulaciones es que su resolución espacial es de órdenes de decenas a centenas de kilómetros y su resolución temporal es de segundos (Winske et al., 2008). Las escalas antes mencionadas corresponden al orden de la longitud inercial de los iones y al inverso de la girofrecuencia de los iones en el VS a 1 U.A., es decir, ponen de manifiesto la microfísica del sistema. De manera particular para esta tesis, dichas escalas corresponden a las mismas en las que se pueden identificar jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad observados por las misiones espaciales. Las simulaciones híbridas reportadas en esta tesis se ejecutaron considerando como única especie iónica a los protones por lo que es conveniente mencionar que la longitud inercial de los iones es,

$$d_i = \frac{c}{\omega_p}, \quad (2.1)$$

donde c es la velocidad de la luz y ω_p la frecuencia del plasma de protones dada por

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_p e^2}{\epsilon_0 m_p}}, \quad (2.2)$$

donde n_p es la densidad numérica de protones, e es la carga del protón, m_p es la masa del protón y ϵ_0 es la permitividad eléctrica en el vacío.

Mientras que el inverso de la girofrecuencia de protones, Ω_p^{-1} , está determinada por

$$\Omega_p^{-1} = \frac{m_p}{eB}, \quad (2.3)$$

donde B es el campo magnético.

Las simulaciones híbridas, como el código HYPPI utilizado en esta tesis, resuelven el siguiente conjunto de ecuaciones: la condición de cuasineutralidad que establece el equilibrio entre la densidad de carga de electrones y de protones, la ley de Ampère sin el término de corriente de desplazamiento, la ecuación de momento para electrones cuya masa es cero, la ley de Ohm y la ley de Faraday. Además consideran a la presión de los electrones como un escalar (Winske et al., 2008). Para mayor información consultar el Apéndice A de esta tesis.

Algunas de las ventajas que ofrece usar códigos híbridos es que permite conocer el movimiento de los iones y las soluciones de ecuaciones que involucran tanto a los campos electromagnéticos, como al movimiento de los fluidos. Nosotros elegimos usar el código HYPPI porque permite controlar las condiciones iniciales en cada corrida, y también permite elegir los valores de ángulos θ_{BN} constantes y de los números de Mach alfvénicos parecidos entre sí, al elegir las tres distintas velocidades de inyección (Winske y Leroy, 1985).

2.1. Condiciones iniciales

Las simulaciones híbridas desarrolladas en esta tesis tienen un dominio espacial en 2D de $500 d_i$ en el eje X y de $400 d_i$ en el eje Y. Las celdas forman una malla rectangular con el número de celdas a lo largo de ejes x y y de $n_x \times n_y = 1,000 \times 800$. El grosor de cada celda es $\Delta x = \Delta y = 0.5 d_i$. El paso temporal en las simulaciones híbridas es de $\Delta t = 0.005 \Omega_p^{-1}$ y las salidas numéricas son guardadas cada $2.5 \Omega_p^{-1}$.

Los protones son inyectados desde el lado izquierdo del dominio en x de la simulación, con una velocidad $u_{iny,x} > 0$. Cuando las partículas alcanzan al borde derecho, son reflectadas, mientras que en los bordes superior e inferior las condiciones de frontera son periódicas, es decir, las partículas que salen del lado inferior, sobre la dirección del eje y , regresan por la parte superior. Esto permite la formación de un choque que se propaga hacia la izquierda a partir de la frontera que refleja a los protones con una velocidad negativa a lo largo de la dirección x .

El parámetro β del plasma para electrones (β_e) y para protones (β_p) es de $\beta_e = \beta_p = 0.5$, es decir, la presión térmica es la mitad de la presión magnética para ambas especies. Inicialmente las velocidades paralela y perpendicular al campo magnético de partículas que entran al dominio computacional son de $v_{\parallel} = v_{\perp} = 0.707 C_A$, lo que evita anisotropías y permite que $v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 = 1 C_A^2$. El coeficiente de dilatación adiabática tiene el valor de $\gamma = 5/3$ y corresponde a un gas monoatómico con tres grados de libertad.

2.2. Cálculo del número de Mach alfvénico en simulaciones híbridas

En esta tesis se realizaron 15 simulaciones híbridas de choques sin colisiones locales con el código numérico 2D HYPPI. Se variaron las propiedades de los choques en la región río arriba, como su número de Mach alfvénico (M_A) y el ángulo entre la normal al choque

y la dirección del campo magnético en la región río arriba (θ_{BN}). En estas simulaciones el M_A varía entre 4.28 y 7.72, mientras que el rango del ángulo θ_{BN} es de 15° a 65° (ver Tabla 2.1). Las 15 corridas se han agrupado en tres grupos de acuerdo a la velocidad de inyección con que se produjeron en: baja ($3.3 C_A$), intermedia ($4.5 C_A$), y alta ($5.5 C_A$). Los choques simulados con $\theta_{BN} < 45^\circ$ desarrollan un antechoque y una superficie en el frente del choque arrugada. Los tamaños de las arrugas corresponden a escalas de varias decenas de longitudes inerciales de los iones, d_i . Con esto se satisficieron las condiciones para la formación de los eventos en la región río abajo.

$V_{iny,x}=3.3 C_A$		$V_{iny,x}=4.5 C_A$		$V_{iny,x}=5.5 C_A$	
M_A bajos		M_A intermedios		M_A altos	
θ_{BN}	M_A	θ_{BN}	M_A	θ_{BN}	M_A
15°	4.28	15°	5.70	15°	6.97
30°	4.35	30°	5.81	30°	7.06
45°	4.50	45°	5.94	45°	7.19
50°	4.59	50°	6.08	50°	7.42
65°	4.83	65°	6.42	65°	7.72

Tabla 2.1: Números de Mach alfvénicos y ángulos θ_{BN} producidos con diferentes velocidades de inyección de los protones en la región río arriba de choques obtenidos a partir de simulaciones híbridas.

En el marco de referencia de la malla computacional, los choques se propagan con una velocidad $u_{choque,x}$, a lo largo del eje x en el sentido contrario a la velocidad de los protones inyectados. El número de Mach alfvénico se calculó utilizando la siguiente expresión

$$M_A = \frac{|u_{choque,x}| + u_{iny,x}}{C_A}. \quad (2.4)$$

Para calcular la velocidad de propagación del choque $u_{choque,x}$ en una simulación, el primer paso es promediar el campo magnético a lo largo del eje y en todas las salidas. Así se obtienen un perfil de campo magnético para cada una de ellas. El segundo paso es encontrar la coordenada x de la transición del choque en estos perfiles. Le sigue ajustar una recta a estas coordenadas. La Figura 2.1 muestra los perfiles del campo magnético promediados en función del tiempo (eje y) para uno de los modelos con $\theta_{BN} = 15^\circ$ y $u_{iny,x} = 3.3 C_A$. La magnitud del campo magnético está representada por la gama de colores de 0 (azul) a 3 (amarillo). La transición del choque se identifica fácilmente por la transición del color azul al amarillo. La línea roja representa el ajuste a las coordenadas del choque a diferentes tiempos. Su pendiente es proporcional a la velocidad del choque, $u_{choque,x}$. Esta velocidad es negativa puesto que el choque se propaga hacia izquierda.

En la Figura 2.1 la velocidad del choque es $|u_{choque,x}| = 0.98 C_A$ por lo que su número de Mach alfvénico es de 4.28.

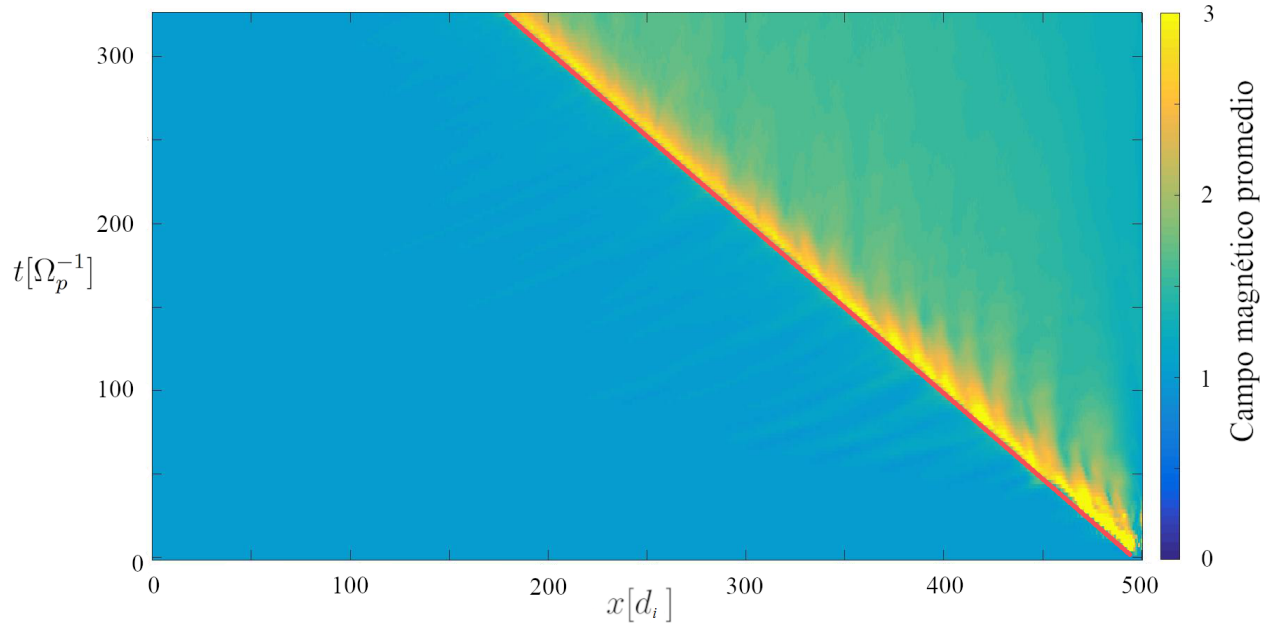


Figura 2.1: Ajuste de una recta roja a la posición de los choques obtenidos con los perfiles magnéticos promediados a lo largo del eje y .

2.3. Adaptación de criterios observacionales en simulaciones híbridas

El dominio de estudio de las simulaciones híbridas en el que se identificaron los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad o de velocidad fue un rectángulo con dimensiones $\delta x \times \delta y = 200 d_i \times 400 d_i = 80,000 d_i^2$, alejado $12 d_i$ de la posición promedio del choque hacia la región río abajo.

Tomando en consideración los valores de ciertas constantes y que a 1 U.A. la densidad de protones del VS es aproximadamente de $5.56 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$, con este valor se obtiene una frecuencia del plasma aproximado de 3,103 Hz y una longitud inercial de los iones aproximada de 96.67 km de acuerdo con las ecuaciones (2.1) y (2.2). Además tomando en consideración que la magnitud del CMI promedio a 1 U.A. es $B = 5 \times 10^{-9} \text{ T}$ se obtiene una girofrecuencia de $\Omega_p = 0.48 \text{ Hz}$, por tanto el inverso de la girofrecuencia es $\Omega_p^{-1} = 2.08 \text{ s}$ de acuerdo con la ecuación (2.3).

Para poder identificar a los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad o de velocidad a partir de las cantidades físicas en la región río abajo, se promediaron sobre el dominio antes mencionado las siguientes cantidades físicas: flujo de iones, $\langle \rho_{DS} u_{DS} \rangle$, la densidad de protones $\langle \rho_{DS} \rangle$ y la componente x de la velocidad respecto al choque $\langle u_{DS,x} \rangle$. Para los criterios que usan las cantidades del plasma en la región río arriba se usaron los valores iniciales de la densidad, velocidad, etcétera.

Las velocidades se transformaron al marco de referencia del choque sumándole el valor absoluto de la velocidad de propagación del choque a la componente x del plasma:

$$u_x = u_{p,x} + |u_{choque,x}|. \quad (2.5)$$

Esta componente x de la velocidad es utilizada para calcular la presión dinámica calculada con la componente x de la velocidad $P_{din,x}$. De esta manera se lograron implementar criterios para identificar a los jets, análogos a los observacionales.

2.3.1. Criterio de selección para jets de alta velocidad

En esta sección se considera a un jet de alta velocidad como un incremento de la presión dinámica calculada con la componente x de la velocidad en la región río abajo. Esta presión tuvo que ser mayor a la mitad del promedio de la presión dinámica en la río arriba:

$$\rho_{DS}u_{DS,x}^2 > 0.5 \langle \rho_{US}u_{US}^2 \rangle, \quad (2.6)$$

donde los subíndices DS significan que las cantidades fueron registradas en la región río abajo y US que fueron registradas en la región río arriba del choque. La componente x de la velocidad es calculada en el marco de referencia del choque.

El criterio presentado en esta tesis corresponde al primer punto del criterio propuesto por Plaschke et al. (2013). Una diferencia importante es que no se consideró parte del jet a la región adyacente que satisfizo que: $\rho_{DS}u_{DS,x}^2 > 0.25 \langle \rho_{US}u_{US}^2 \rangle$. Esta segunda condición dada por Plaschke et al. (2013) se cumple tan fácilmente en la región río abajo de los choques simulados, que las áreas del post-jet y pre-jet bidimensionalmente cubrían prácticamente toda la región de estudio. Es por esta razón que no se tomaron en cuenta ni el segundo, tampoco el tercer, ni el quinto punto propuesto por Plaschke et al. (2013) y presentados en la sección 1.13 de esta tesis. El cuarto punto, $u_{mf,g,x} > 0$, se satisface en todas las celdas de los jets de alta velocidad registrados en simulaciones híbridas. El jet de alta velocidad está delimitado por las fronteras abiertas en las que $\rho_{DS}u_{DS,x}^2 = 0.5 \langle \rho_{US}u_{US}^2 \rangle$.

Además de cumplir con el criterio anterior, en este estudio sólo se consideraron los jets de alta velocidad que cubrían áreas mayores a $25 d_i^2$, puesto que en cada salida se pueden registrar un gran número de incrementos con tamaños de sólo unas cuantas celdas que no pueden ser considerados como eventos relevantes. El tamaño mínimo se selecciona con referencia a los jets de alta velocidad más pequeños producidos en los choques cuasiperpendiculares de nuestras simulaciones.

En la Figura 2.2a) se delimitó con línea azul marino la región en la que se cumple nuestra condición. Este es el jet de alta velocidad número 8 de un total de 12 jets obtenidos en una salida de la corrida con el número de Mach alfvénico de 7.06, la velocidad de inyección $u_{iny,x} = 5.5 C_A$ y el ángulo $\theta_{BN} = 30^\circ$ a un tiempo de $212.5 \Omega_p^{-1}$. Este jet de alta velocidad se puede considerar un evento joven por que se encuentra alejado aproximadamente a $25 d_i$ de la posición promedio del choque en la región río abajo.

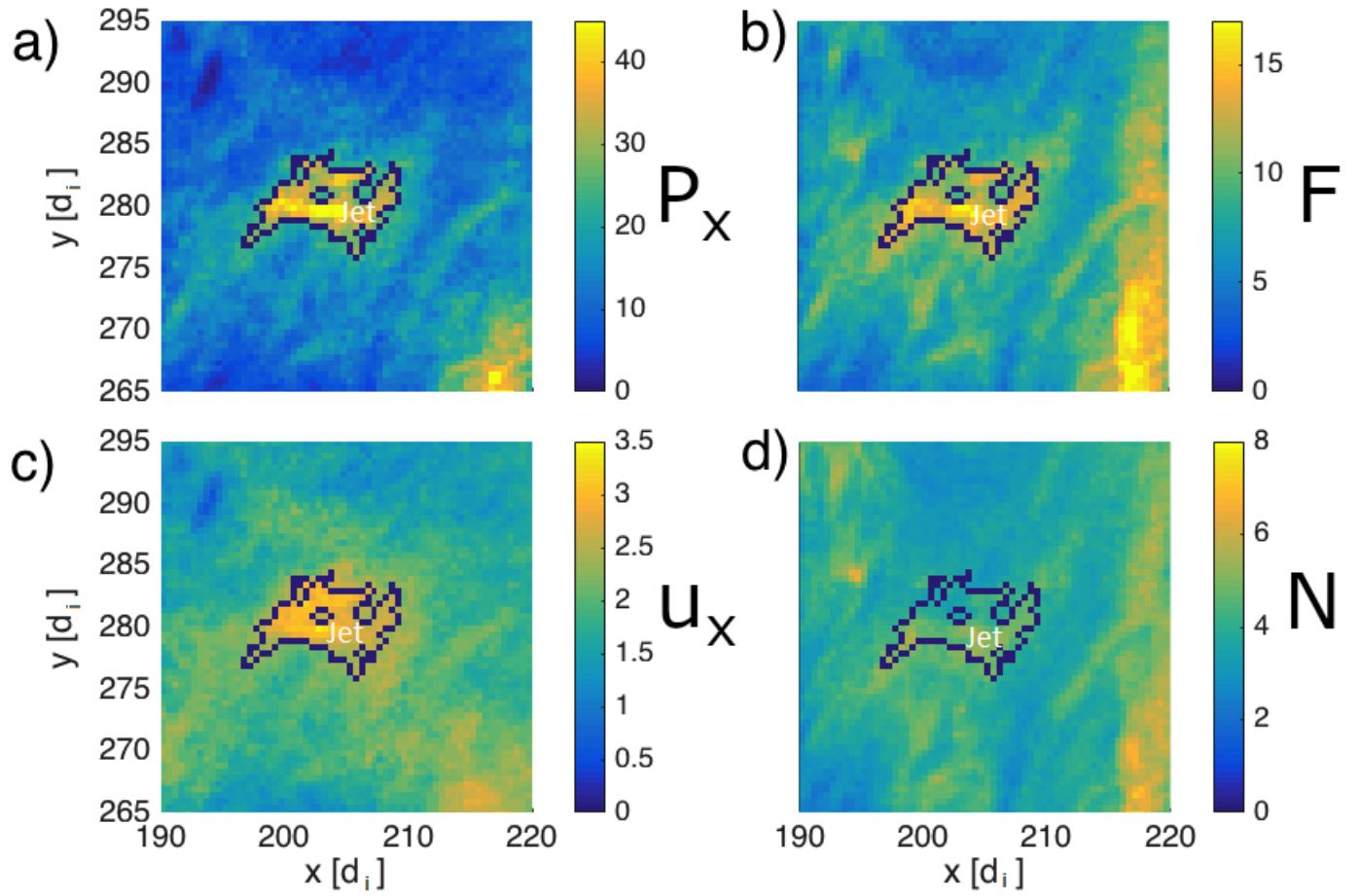


Figura 2.2: Jet de alta velocidad en la región río abajo de choques sin colisiones obtenido en simulaciones híbridas. a) $P_{din,x}$, b) flujo de iones, c) componente x de la velocidad, d) densidad de protones, con línea azul marino se identificó la frontera del jet de alta velocidad con un criterio análogo al usado por Plaschke et al. (2013).

En este caso la presión dinámica en la región río arriba promedio es $\langle \rho_{US} u_{US,x}^2 \rangle = 49.84 \rho_0 C_A^2$, donde ρ_0 es la densidad inicial en la región río arriba de nuestras simulaciones y C_A es la velocidad de Alfvén, por lo que la línea azul marino en la Figura 2.2 marca un incremento de presión dinámica calculada con la componente x de la velocidad en la región río abajo (P_x) de $\rho_{DS} u_{DS,x}^2 > 24.92 \rho_0 C_A^2$ de acuerdo con la condición dada por la ecuación 2.6.

Este jet de alta velocidad fue seleccionado debido a que mostró los niveles más grandes de P_x en su interior y su morfología que es diferente a los jets de alta velocidad elipsoidales estudiados por Plaschke et al. (2016). Comparando la Figura 2.2c) y d) se puede ver que el incremento de P_x en el jet de alta velocidad número 8 es debido a un exceso de la componente x de la velocidad porque presenta valores de densidad muy cercanos a su alrededor.

También se puede calcular el área de cada jet de alta velocidad utilizando el número de celdas en total que cubre cada uno denotado por N_c , y multiplicando este valor por la dimensión de cada celda que es $A_c = 0.5 d_i \times 0.5 d_i = 0.25 d_i^2$.

Además del área los parámetros físicos seleccionados para caracterizar tanto a los jets de alta velocidad como a los ITFs, los plasmoides de densidad y velocidad en este estudio fueron la masa neta (N), el momento lineal que está relacionado con el flujo de iones (F), la energía cinética calculada con la componente x de la velocidad (EC_x) que a su vez se relaciona con la P_x y la velocidad respecto del centro de masa (u_{CM}). En la Tabla 2.2 se muestran las fórmulas ocupadas para determinar estos parámetros físicos, en la segunda columna el subíndice i representa el número de celdas que parte desde el 1 hasta el número N_c (número total de celdas que constituyen a los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad). En dichas fórmulas ρ_i es la masa en cada celda, u_i es la velocidad en cada celda, y $u_{i,x}$ es la componente x de la velocidad en cada celda.

Parámetro físico	Ecuación	Cálculo del jet de alta velocidad número 8
Área	$0.25 N_c d_i^2$	$58.5 d_i^2$
Masa neta	$\sum_{i=1}^{N_c} \rho_i$	$1, 045.98 \rho_0$
Momento lineal	$\sum_{i=1}^{N_c} \rho_i u_i$	$2, 922.23 \rho_0 C_A$
EC_x	$\sum_{i=1}^{N_c} \frac{1}{2} \rho_i u_{i,x}^2$	$3, 754.72 \rho_0 C_A^2$
u_{CM}	$\frac{\sum_{i=1}^{N_c} \rho_i u_i}{\sum_{i=1}^{N_c} \rho_i}$	$2.54 C_A$

Tabla 2.2: Parámetros físicos, ecuaciones y valores de estos parámetros dentro del jet de alta velocidad mostrado en la Figura 2.2.

2.3.2. Criterio de selección para los ITFs

En las simulaciones se definió un ITF como un aumento del flujo de iones en la región río abajo mayor al 50 % de su valor promedio obtenido en la región río abajo:

$$\rho_{DS} u_{DS} > 1.5 \langle \rho_{DS} u_{DS} \rangle, \quad (2.7)$$

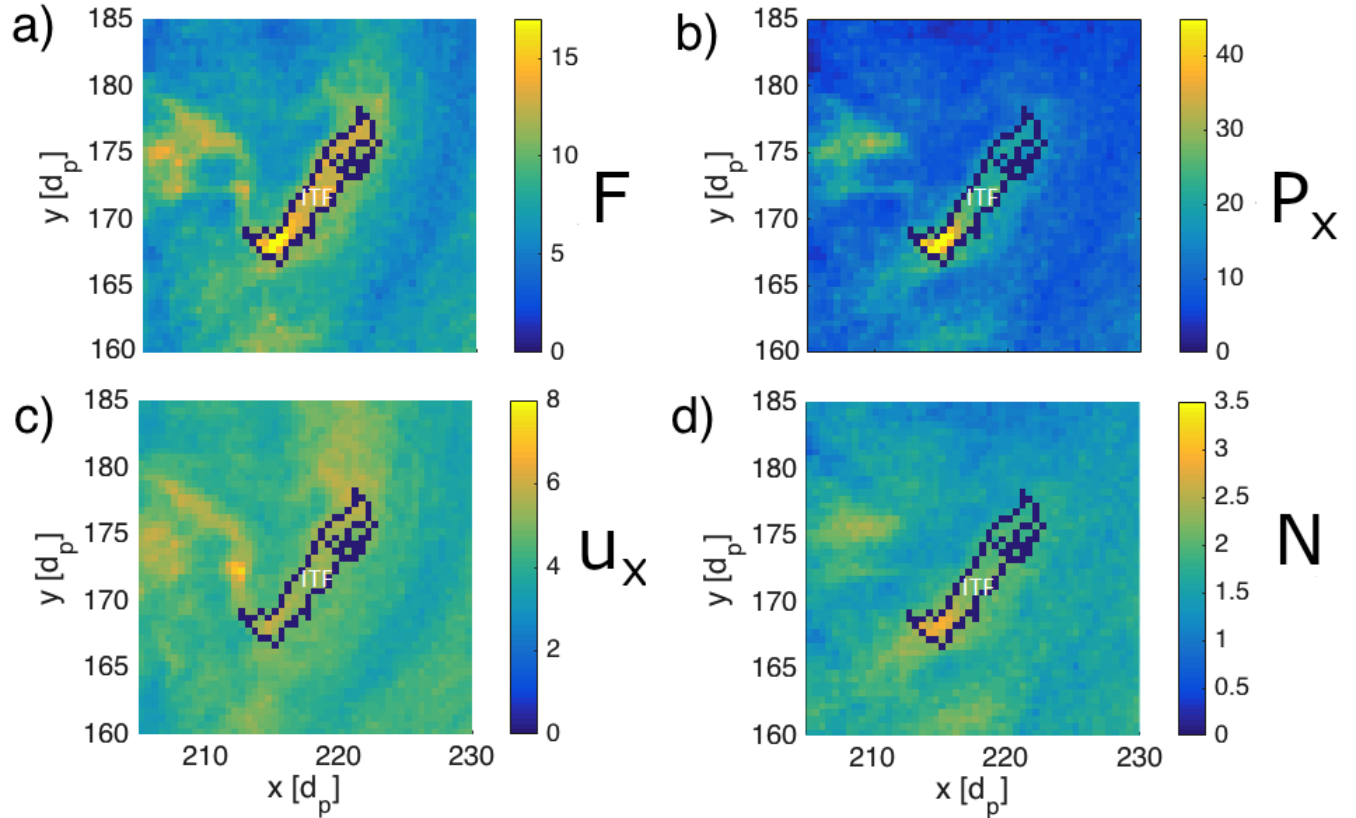


Figura 2.3: ITF en la región río abajo de choques sin colisiones obtenido en simulaciones híbridas. a) Flujo de iones, b) $P_{din,x}$, c) densidad de protones, d) componente x de la velocidad en la región río abajo de simulaciones híbridas, con línea azul marino se identificó la frontera del ITF con un criterio análogo al usado por Němeček et al. (1998).

donde el subíndice DS significa región río abajo. En la ecuación 2.7 el flujo de iones fue calculado con la magnitud de la velocidad $u_{DS} = \sqrt{u_{DS,x}^2 + u_{DS,y}^2 + u_{DS,z}^2}$ en el marco de referencia del choque. Este criterio fue inicialmente propuesto por Němeček et al. (1998).

Se consideraron solamente los eventos con áreas mayores a $7.5 d_i^2$ porque en los choques cuasiperpendiculares de nuestras simulaciones, los ITFs de menor tamaño tenían dimensiones menores a ésta, por lo tanto se considera como una cota mínima.

En la Figura 2.3a) se muestra el flujo de iones en la región río abajo de un choque cuasiparalelo simulado con un número de $M_A = 7.06$ y $\theta_{BN} = 30^\circ$ a un tiempo $t_{salida} = 212.5 \Omega_p^{-1}$, el ITF número 34 está delimitado con línea azul marino.

La superficie de este ITF fue $35.25 d_i^2$ y su energía cinética neta de $1,698.28 \rho_0 C_A^2$. En la Figura 2.3d) se muestra principalmente un aumento de densidad de protones que en este caso provocó el ITF, debido a que afuera de este evento incluso hay regiones con velocidades mayores como se muestra en la Figura 2.3c). La masa neta del ITF fue de $743.23 \rho_0$. La velocidad del centro de masa de este ITF número 34 fue de $2.41 C_A$.

2.3.3. Criterio de selección para los plasmoides de densidad

Los incrementos de densidad de protones fueron seleccionados bajo un criterio adaptado de Karlsson et al. (2012, 2015). En este estudio se tomó en cuenta el promedio espacial de la densidad de protones en la región río abajo de simulaciones en lugar de considerar el promedio temporal como suele realizarse en estudios observacionales. La condición para identificar a un plasmoides de densidad es:

$$\rho_{DS} > 1.5 \langle \rho_{DS} \rangle. \quad (2.8)$$

También se tomaron en cuenta los eventos con un área mayor a $2.0 d_i^2$ porque esta escala era la de los plasmoides de densidad más pequeños en choques cuasiperpendiculares con un ángulo $\theta_{BN} = 65^\circ$ y un $M_A = 6.42$.

En la Figura 2.4a) se muestra un ejemplo de un plasmoides de densidad- que cumple con el criterio dado por la ecuación 2.8- delimitado por una línea azul marino en un choque simulado con los siguientes parámetros, un $M_A = 7.19$ y $\theta_{BN} = 45^\circ$ a un tiempo de $190 \Omega_p^{-1}$. En esta corrida la densidad promedio en la región río abajo fue $\langle \rho_{DS} \rangle = 4.11 \rho_0$. La densidad se consideró respecto a la densidad en la región río arriba y por esta razón se tomó como parámetro la masa total dentro del plasmoides. El incremento de densidad considerado en este caso fue de $\rho > 6.16 \rho_0$, de acuerdo al criterio de Karlsson et al. (2012, 2015). Este evento cubre una área de $18.5 d_i^2$, el flujo de iones dentro del plasmoides de densidad fue de $1,461.5 \rho_0 C_A$, logró alcanzar una energía cinética de $2,031.5 \rho_0 C_A^2$, su masa neta fue de $502.1 \rho_0$ y alcanzó una velocidad de $2.91 C_A$.

Se tomó en cuenta este ejemplo porque como se puede comparar entre las Figuras 2.4a) y b) un incremento de densidad no implica necesariamente un aumento en la componente x de la velocidad, de hecho al ser eventos masivos muchos de ellos se consideran plasmoides embebidos que viajan a la misma velocidad del medio circundante.

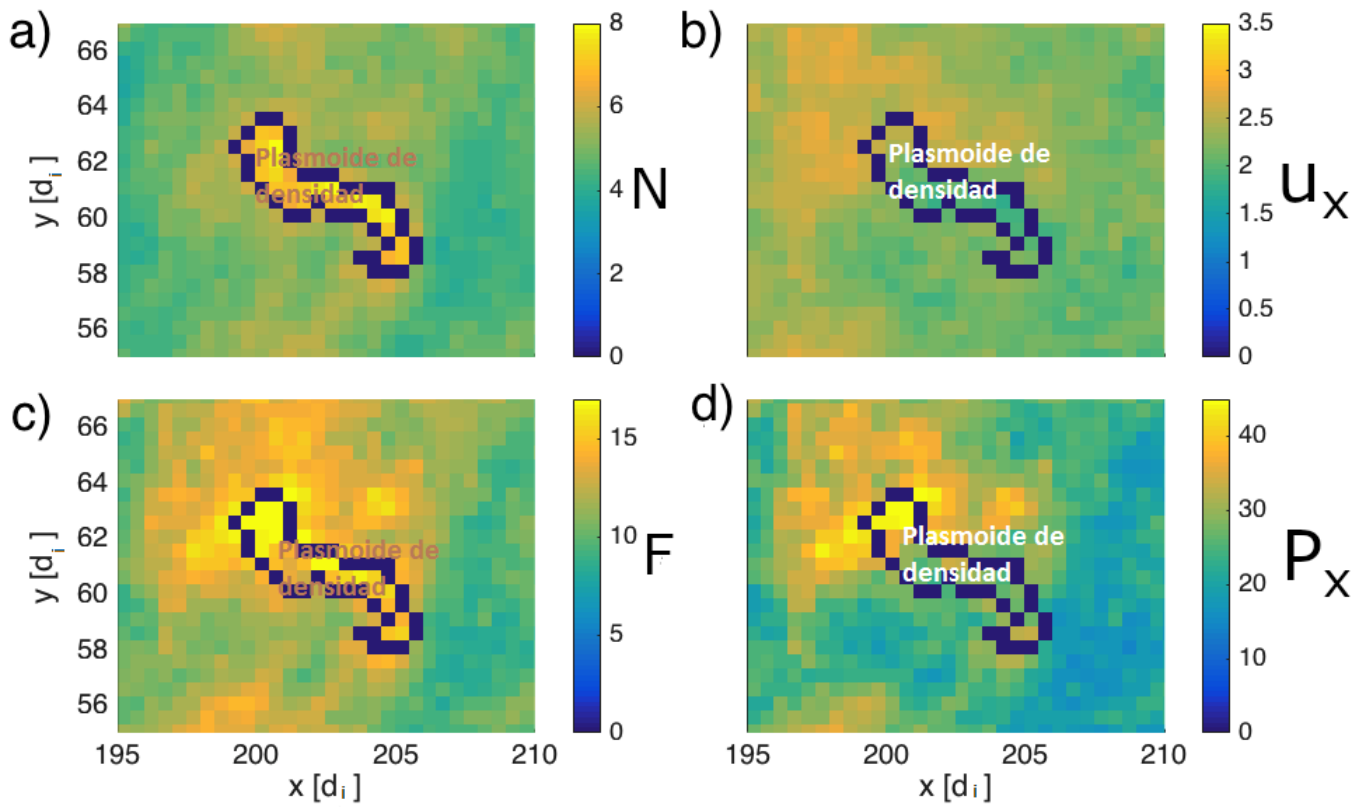


Figura 2.4: Plasmoide de densidad en la región río abajo de choques sin colisiones obtenido en simulaciones híbridas. a) Densidad de protones, b) componente x de la velocidad, c) flujo de iones, d) $P_{din,x}$, con línea azul marino se identificó la frontera del plasmoide de densidad con un criterio análogo al empleado por Karlsson et al. (2012, 2015).

2.3.4. Criterio de selección para los plasmoides de velocidad

Utilizando un criterio análogo al propuesto por Gunell et al. (2014), se llamó un plasmoides de velocidad a un incremento de la componente x de la velocidad del 100 %:

$$u_{DS,x} > 2.0 \langle u_{DS,x} \rangle. \quad (2.9)$$

Se ha despreciado a los incrementos con áreas menores a $2.0 d_i^2$ porque fueron los plasmoides de velocidad más pequeños en simulaciones cuasiperpendiculares. Usando este criterio sólo se encontraron plasmoides de velocidad en el conjunto de simulaciones con un alto número de Mach alfvénico (Tabla 2.1).

El plasmoides de velocidad que se usa como ejemplo, cubrió un área de $34.0 d_i^2$ y fue formado en la corrida con $M_A = 6.97$ y $\theta_{BN} = 15^\circ$ a un tiempo de salida de $t_{salida} = 215 \Omega_p^{-1}$. En la Figura 2.5a) se muestra el incremento de u_x delimitado con línea azul marino que dio forma al plasmoides de velocidad. El promedio de la u_x en la región río abajo del choque cuasiparalelo fue de $\langle u_{DS,x} \rangle = 1.52 C_A$ por lo que la condición 2.9 en esta corrida fue $u_{DS,x} > 3.04 C_A$. Este plasmoides de velocidad tiene una masa total de $484.44 \rho_0$ y un valor de flujo de iones o momento lineal de $1,633.24 \rho_0 C_A$. La energía cinética dentro del plasmoides de velocidad fue de $2,664.84 \rho_0 C_A^2$. Comparando las Figuras 2.5 a), c) y d) se observó que la mayoría de estos incrementos provocan incrementos de presión dinámica y de flujo de iones.

Este ejemplo fue seleccionado porque tiene una gran velocidad del centro de masa de $3.37 C_A$, este criterio se considera el más exigente porque pocos eventos lo satisfacen y produce los eventos más rápidos. Comparando las Figuras 2.5 a) y d) se observó nuevamente que un incremento en velocidad no necesariamente produce un incremento en densidad.

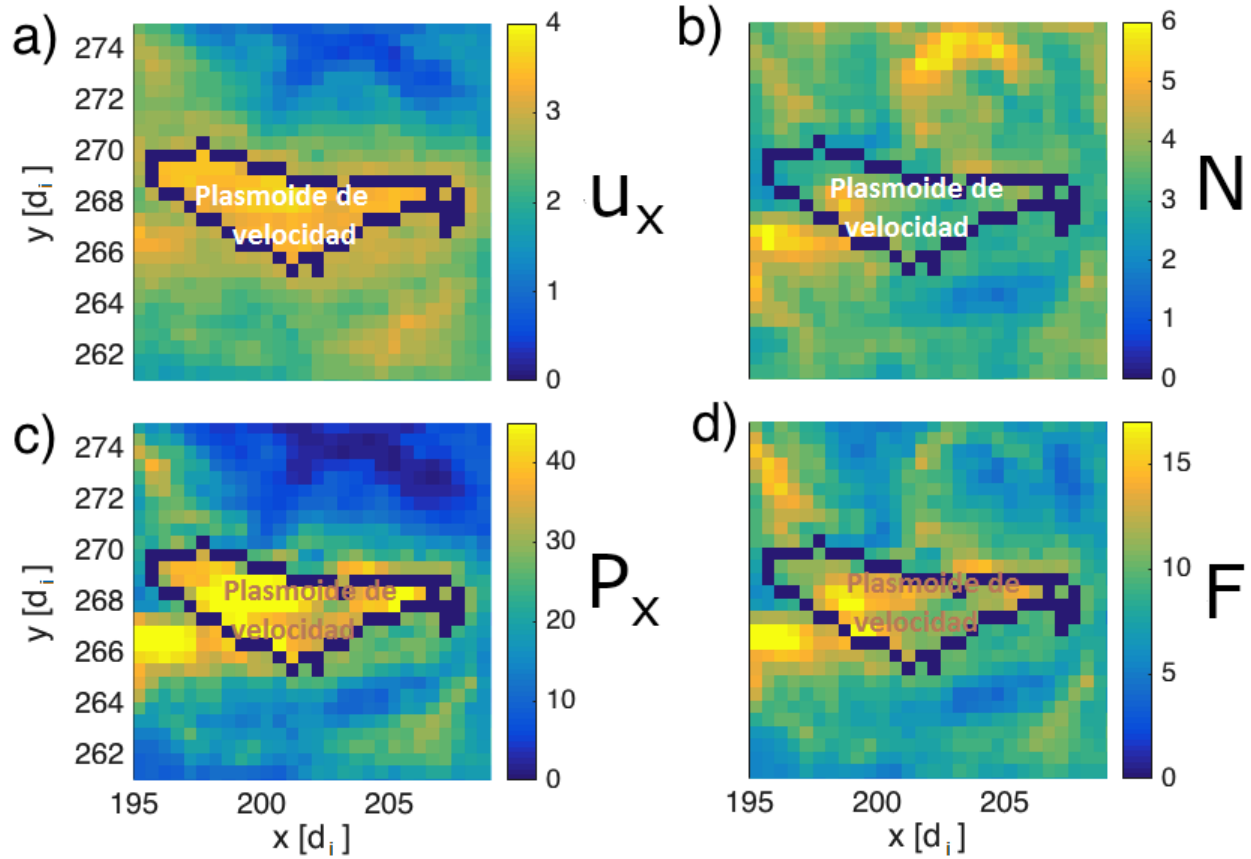


Figura 2.5: Plasmoide de velocidad en la región río abajo de choques sin colisiones obtenido en simulaciones híbridas. a) Componente x de la velocidad, b) densidad de iones, c) $P_{din,x}$, d) flujo de iones en la región río abajo de simulaciones híbridas, con línea azul marino se identificó la frontera del plasmoide de velocidad con un criterio análogo al empleado por Gunell et al. (2014).

Capítulo 3

Estudio estadístico de los jets, ITFs o plasmoides

3.1. Propiedades promedio en función de V_{in} y θ_{BN}

Una vez que se establecieron los criterios de selección de los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad, se realizó un estudio estadístico para determinar los parámetros de los choques sin colisiones, en la región río arriba, que favorecen su formación y así determinar las propiedades promedio de las estructuras en la región río abajo (Tinoco-Arenas et al., 2022).

3.1.1. Jets de alta velocidad

La Figura 3.1a) muestra las distribuciones de i) número de jets de alta velocidad, ii) área, iii) masa, iv) momento, v) energía cinética y vi) la velocidad del centro de masa usando las 15 corridas mostradas en la Tabla 2.1, en función del ángulo θ_{BN} y el M_A . Las líneas azul, roja y negra indican las velocidades de inyección (V_{in}) de $3.3 C_A$, $4.5 C_A$ y $5.5 C_A$, respectivamente. Cada punto representa el promedio de las propiedades o del número de los jets de alta velocidad de una corrida calculado sobre 21 salidas consecutivas y las barras verticales representan el error estándar de las propiedades o del número de jets de alta velocidad. Se eligieron las 21 últimas salidas de cada simulación tomando en consideración el avance del choque y nuestro campo de estudio sobre la distancia x (ubicado a $12 d_i$ de la posición del choque y a lo largo de una distancia de $200 d_i$ donde se empieza el conteo de jets de alta velocidad) para el choque más rápido producido con un ángulo $\theta_{BN} = 50^\circ$ y un M_A de 7.72.

En la Figura 3.1a-i) podemos ver que para los ángulos $\theta_{BN} \leq 45^\circ$, la producción de los jets de alta velocidad aumenta principalmente con la velocidad de inyección (dentro del margen de error estándar). Por otro lado, la tendencia del número de los jets de alta velocidad es aumentar conforme los ángulos θ_{BN} crece en choques simulados (sin considerar el choque producido con $\theta_{BN} = 65^\circ$), principalmente para los choques producidos con una baja velocidad de inyección cuyo máximo del número de jets incluso se registró con un ángulo $\theta_{BN} = 50^\circ$ y un M_A de 4.59 (en un choque cuasiperpendicular).

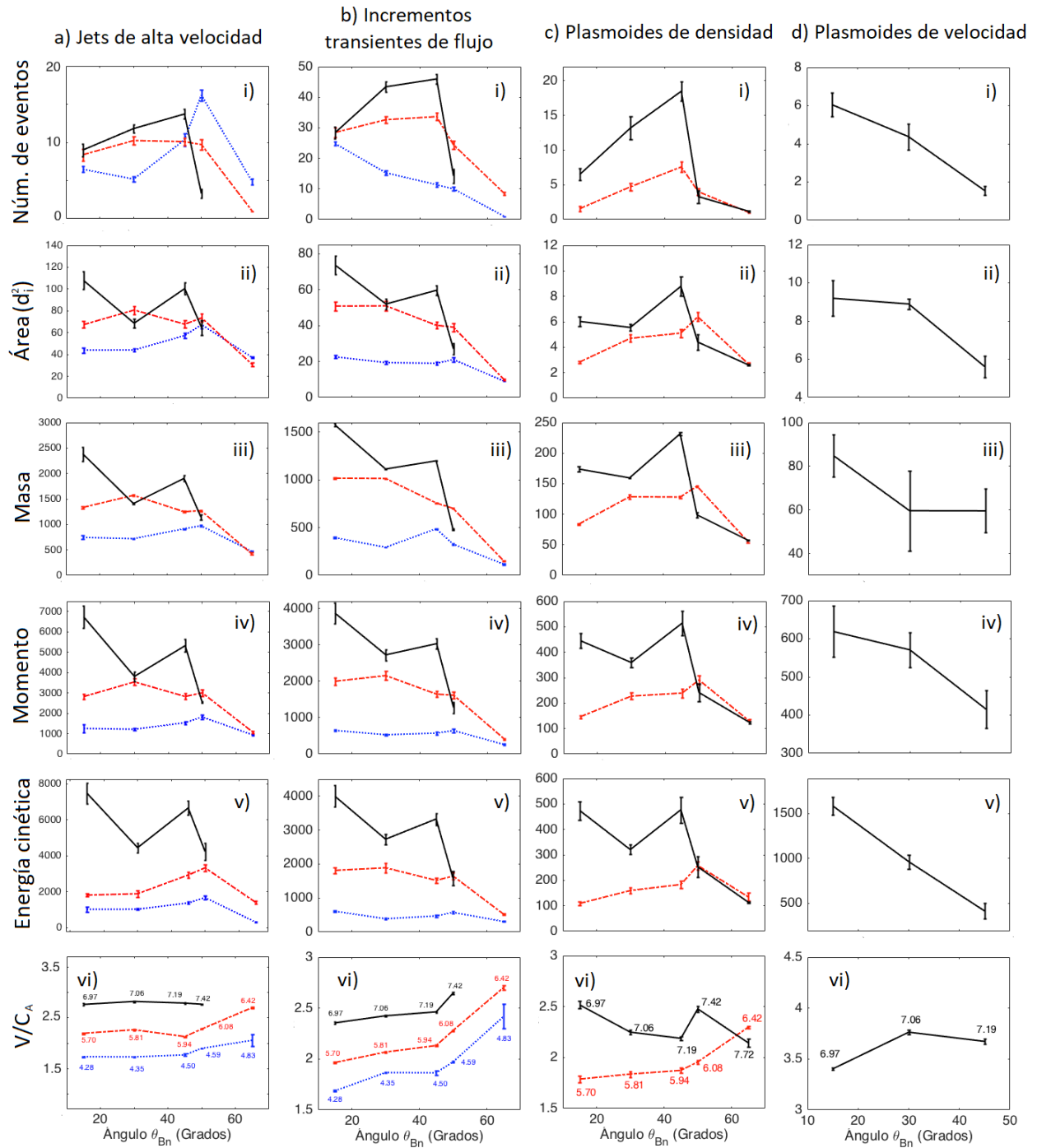


Figura 3.1: Propiedades de a) jets de alta velocidad, b) incrementos transientes de flujo, c) plasmoides de densidad y d) plasmoides de velocidad; i) número de eventos, ii) área, iii) masa, iv) energía cinética, v) momento lineal) velocidad del centro de masa. La línea azul punteada corresponde a corridas con velocidad de inyección baja, $V_{in} = 3.3C_A$; la línea roja con guiones y puntos corresponde a corridas con velocidad de inyección intermedia, $V_{in} = 4.5C_A$; y la línea negra continua corresponde a corridas con alta velocidad de inyección, $V_{in} = 5.5C_A$. Adaptada de Tinoco-Arenas et al. (2022).

Esto último puede parecer contradictorio dado que se espera una dependencia opuesta, si sólo consideramos los mecanismos de formación de los jets de alta velocidad, y debido a que sabemos que para los ángulos mucho mayores a 45° no se forman antechoques por lo que tampoco deberían existir tantos jets de alta velocidad en un choque cuasiperpendicular. La respuesta para esta tendencia no esperada se puede deducir del panel 3.1 a-vi) donde se muestra la velocidad de los jets de alta velocidad del centro de masa y el número de Mach alfvénico para cada choque. Para las trazas azules y rojas en este panel (velocidades de inyección alta e intermedia) los jets de alta velocidad alcanzan las velocidades del centro de masa más altas en choques cuasiperpendiculares, indicando que el M_A es un parámetro más importante que el ángulo θ_{BN} para determinar el número de jets de alta de velocidad en choques simulados con una baja velocidad de inyección. Entonces parámetros como la velocidad de los protones y la energía cinética con la que son inyectados inicialmente, son más importantes que el arrugamiento producido por las ondas FUB para la formación de jets de alta velocidad.

La velocidad del centro de masa de los jets de alta velocidad, muestra una clara dependencia conforme el número de Mach alfvénico aumenta en nuestro conjunto de simulaciones de choques producidos. La curva de velocidad del centro de masa de los jets simulados en corridas con una alta velocidad de inyección (curva negra) presenta los valores de velocidad registrados más altos y es seguida por las curvas producidas al analizar los jets utilizando corridas con velocidades de inyección intermedia y baja (curvas con guión punto roja y punteada azul), respectivamente según la Figura 3.1 a-vi).

Por otra parte en los paneles ii-v) de la Figura 3.1 a) se encontró que la mayoría de las propiedades promedio de los jets de alta velocidad aumentan con la velocidad de inyección para $\theta_{BN} < 50^\circ$: al estar la curva negra ($V_{in}=5.5 C_A$) sobre la curva roja ($V_{in}=4.5 C_A$) y la curva azul ($V_{in}=3.3 C_A$) estar por debajo de las dos antes mencionadas dentro del margen de error estándar. Los valores promedios más altos de área, masa, momento lineal y energía cinética se encontraron en un choque muy cuasiparalelo con $\theta_{BN} = 15^\circ$ y un M_A de 6.97 de entre las 15 corridas totales realizadas. Sin embargo, su dependencia en función del ángulo θ_{BN} es más compleja dentro de este rango de ángulos ($\theta_{BN} < 50^\circ$).

En el caso de las corridas con alta velocidad de inyección ($V_{in}=5.5 C_A$ o línea negra) todas la cantidades estudiadas, excepto la velocidad del centro de masa, en promedio, muestran una anticorrelación con θ_{BN} aunque se presenta un segundo pico para $\theta_{BN}=45^\circ$. Mostrando en este caso que la generación de ondas FUB y el arrugamiento en el frente del choque (dependencia del ángulo θ_{BN}) es el factor más importante en la formación los jets de alta velocidad más grandes (con respecto al número de Mach alfvénico) y a su vez produce los eventos con una mayor área, masa, momento lineal y energía cinética por ser cantidades extensivas.

En las corridas con velocidad de inyección intermedia ($V_{in}=4.5 C_A$ en rojo) el área, masa y momento lineal muestran valores máximos en una corrida con un ángulo $\theta_{BN}=30^\circ$; pero en el caso de energía cinética se muestra un crecimiento conforme θ_{BN} aumenta dentro del rango $\theta_{BN} \leq 50^\circ$ producido por el incremento de velocidad del centro de masa (paneles v y vi). Esto significa que tanto el número de M_A y el ángulo θ_{BN} determinan la formación de jets de alta velocidad con tamaños, masas y momentos lineales mayores, mientras las cantidades de energía cinética y velocidad del centro de masa son producidos sólo por el incremento del M_A .

La velocidad de los jets producidos con $V_{in}=4.5 C_A$ y su energía cinética (dependencia al cuadrado de la velocidad de los jets) están correlacionadas con la energía cinética inicial de los protones inyectados, mientras que el tamaño de los jets de alta velocidad y sus masas depende del número de SLAMs que atraviesan a la región río abajo.

En el caso de choques sin colisiones producidos con velocidades de inyección baja ($V_{in}=3.3 C_A$ en azul) el comportamiento es que ángulos θ_{BN} entre 15° y 50° producen cantidades promedio más grandes. Esto indica que en definitiva el número de M_A es el parámetro que determina la formación de jets más grandes, con mayores masas, momentos lineales, energías cinéticas y velocidad del centro de masa, en simulaciones con una baja velocidad de inyección. Lo que podría ser explicado por la formación de ondas FUB y el cruce de SLAMs en la región río abajo son fenómenos con poca frecuencia para formar pocos jets o que la arrugas tienen un menor tamaño en choques muy cuasiparalelos con una baja velocidad de inyección produciendo entonces jets más pequeños en las 15 corridas realizadas.

La dependencia de la velocidad del centro de masa de los jets con los ángulos θ_{BN} es casi constante en el dominio de $\theta_{BN} \leq 50^\circ$ para las tres velocidades de inyección. Una posible interpretación física es que la velocidad de los jets no depende de los mecanismos de formación de las ondas FUB, sino de la velocidad inicial con que son inyectadas los protones en la simulación, en analogía, si la velocidad de los jets en la magnetofunda terrestre depende principalmente de la velocidad del VS, gracias a este estudio utilizando observaciones, se espera comprobar que los jets alcancen mayores velocidades en choques con un alto número de Mach alfvénico o cuando la velocidad del VS sea alta.

Para $\theta_{BN}=65^\circ$ se observa una fuerte disminución de las cantidades de área, masa, momento lineal y energía cinética en los choques simulados con velocidades de inyección bajas e intermedias (Figura 3.1a en los paneles ii-v en rojo); pero las velocidades del centro de masa son mayores porque los jets tienen una menor masa y la región río abajo es un medio menos turbulento de acuerdo con la Figura 3.1a-vi).

El complejo comportamiento de las propiedades promedio de los jets de alta velocidad visualizado en la Figura 3.1a) sugiere que el factor más importante para su determinación es el M_A para $\theta_{BN} \leq 50^\circ$. Posiblemente aumentar el tiempo de ejecución o incrementar el dominio espacial en las simulaciones (para producir un mayor número de ondas FUB) para una baja velocidad de inyección favorezca la producción de jets en la región río abajo de choques cuasiparalelos. En estudios posteriores se optará por incrementar el número de M_A porque este factor está contribuyendo en gran medida a incrementar el número de jets con mayor energía cinética, y posiblemente se formen jets de alta velocidad geoeffectivos.

3.1.2. Incrementos transientes de flujo

En la Figura 3.1b) se muestran las distribuciones del número y de las propiedades de los ITFs encontrados con el criterio equivalente al de Němeček et al. (1998).

Se observa que en el caso de los choques producidos con una velocidad de inyección intermedia ($V_{in}=4.5 C_A$ en rojo) y una velocidad de inyección alta ($5.5 C_A$, en negro), el número promedio de ITFs encontrados se incrementa con el ángulo θ_{BN} en choques cuasiparalelos, mostrando que el parámetro que determina el número de ITFs en estas corridas es el M_A en choques cuasiparalelos, por lo que hay una dependencia con la velocidad de

inyección o la energía cinética de las protones incidentes. Después el número de ITFs decae rápidamente para choques cuasiperpendiculares. Para $V_{in}=3.3 C_A$ el mayor número de ITFs es el producido para un ángulo $\theta_{BN}=15^\circ$ y decae para ángulos más grandes, esta tendencia indica que el número de ITFs depende principalmente del ángulo θ_{BN} y por lo tanto de los fenómenos que ocurren en el antechoque de protones como la formación de ondas FUB, el cruce de SLAMs hacia la región río abajo y el arrugamiento del frente del choque en choques cuasiparalelos.

En los paneles ii-v) de la Figura 3.1, se puede observar que las propiedades de los ITFs producidos por los choques con una baja velocidad de inyección tienen comportamientos diferentes a las propiedades de los ITFs con V_{in} mayores, pero de manera generalizada las cantidades más grandes son producidas con una velocidad de inyección alta precisamente en choques cuasiparalelos. En choques producidos con una baja velocidad de inyección el área, el momento y la energía cinética de los ITFs varían muy poco para choques cuasiparalelos mostrando que, las propiedades promedio antes mencionadas, no dependen del ángulo θ_{BN} , ni de los mecanismos relacionados en el antechoque de protones sino de la velocidad inicial de inyección de los protones en el choque.

En el caso de los ITFs producidos por los choques con velocidades de inyección intermedia el área, la masa, el momento lineal y la energía cinética (paneles ii-v) tienen su máximo en $\theta_{BN}=30^\circ$, indicando la dependencia del ángulo θ_{BN} y de los fenómenos que ocurren en el antechoque de protones.

El cambio de las propiedades de los ITFs respecto al ángulo θ_{BN} resulta un poco más claro en los choques con una velocidad de inyección alta. En este caso el área, la masa, el momento y la energía cinética tienden a disminuir conforme θ_{BN} aumenta, aunque tienen un máximo secundario (menor que en el caso de los jets de alta velocidad) para $\theta_{BN}=45^\circ$. Esto significa que la mayoría de propiedades de los ITFs dependen de los fenómenos que ocurren en el antechoque de protones o en el choque mismo, como el arrugamiento del frente del choque, la generación de ondas de FUB y el acumulamiento de SLAMs.

El comportamiento con resultados más evidentes en esta tesis es la dependencia entre el número de Mach alfvénico y la velocidad del centro de masa de los de los incrementos transientes de flujo, porque su velocidad del centro de masa es creciente con el ángulo θ_{BN} tanto en choques simulados con alta (línea negra), intermedia (línea roja) y baja velocidad de inyección (línea azul). Además los ITFs más rápidos fueron producidos en los choques con una alta velocidad de inyección, seguidos de una intermedia y baja velocidad de inyección; esto se aprecia dado que la curvas están ordenadas sin cruzarse, es decir, la curva negra está por arriba de la línea roja y la línea azul está por debajo de la línea roja en la Figura 3.1b-vi). Los ITFs más rápidos se observan conforme mayor sea la velocidad de inyección (energía cinética) de los protones incidentes en el choque. Es posible que al considerar partículas α incidiendo sobre la superficie del choque, incrementando así la masa de las partículas incidentes en la región río arriba, se produzcan ITFs con una mayor energía cinética que los reportados en este trabajo.

En el caso de choques simulados con velocidades de inyección altas e intermedias sería conveniente alargar el tiempo de ejecución de las simulaciones y alargar el dominio en el eje x porque el choque avanza más rápido, así los ITFs tendrían más tiempo para formarse en las últimas salidas de choques cuasiparalelos.

3.1.3. Plasmoides de densidad

En la Figura 3.1c) se muestran las distribuciones del número de plasmoides de densidad y sus propiedades promedio encontrados con el criterio equivalente al de Karlsson et al. (2012). Estos eventos no fueron producidos por los choques con $V_{in}=3.3 C_A$ porque el número de Mach alfvénico es muy bajo para producir eficientemente fenómenos como la reconexión magnética en el frente del choque, suficientes ondas de FUB o SLAMs que atravesasen el frente del choque; incluso las arrugas en estos choques no formaron incrementos considerables de velocidad.

Podemos observar (Figura 3.1 c-i) que el número de plasmoides de densidad es mayor en el caso de los choques con una velocidad de inyección de alta ($V_{in}=5.5 C_A$) que para una intermedia ($V_{in}=4.5 C_A$) en el régimen de choques cuasiparalelos. Ambas curvas son crecientes con el ángulo θ_{BN} y también con el número de Mach alfvénico; además la curva negra está por arriba de la curva roja, mostrando que el M_A es el parámetro principal que regula la producción de plasmoides de densidad.

La mayoría de las propiedades de los plasmoides de densidad (paneles ii- v de la Figura 3.1c) producidos por los choques con velocidad de inyección intermedia, aumentan para $\theta_{BN} < 50^\circ$ y después disminuyen mostrando que estas propiedades están determinadas principalmente por el M_A . En el caso de los choques con $V_{in}=5.5 C_A$ el área, masa, momento lineal y energía cinética muestran un máximo para $\theta_{BN}=45^\circ$ mostrando que un número de Mach alfvénico mayor, aumentará el valor de los números de plasmoides de densidad así como de sus propiedades promedio en choques cuasiparalelos. De manera similar, los fenómenos en el antechoque de uno producido con $\theta_{BN}=15^\circ$ también lograron formar plasmoides de densidad con energías cinéticas (Figura 3.1 c-v) y momentos lineales (Figura 3.1 c-iv) altos; esto se deduce porque los plasmoides de densidad tienen las velocidades más grandes (Figura 3.1 c-vi) probablemente producidas por el arrugamiento del choque de proa. En el caso de las velocidades del centro de masa de los plasmoides identificados en choques con $V_{in}=4.5 C_A$, esta propiedad promedio aumenta con el M_A y θ_{BN} debido a que los protones son inyectados con una mayor velocidad y por tanto mayor energía cinética y velocidad.

Los mecanismos de formación de los plasmoides de densidad, dependen no solamente del arrugamiento del choque sino de otros procesos como la reconexión magnética en la superficie del choque (Preisser et al., 2020) o el cruce de SLAMs hacia la región río abajo (Karlsson et al., 2015). Dado que estos mecanismos son comunes en choques con $\theta_{BN} = 45^\circ$ en simulaciones con $V_{in}=4.5 C_A$ y $V_{in}=5.5 C_A$, se formaron un mayor número de plasmoides de densidad. Por otro lado al tener una mayor masa, los plasmoides de densidad presentan una mayor inercia en la región río abajo y por está razón en estudios observacionales se dividió su estudio en rápidos o embebidos (Karlsson et al.; 2012, 2015). En nuestro estudio se encontró plasmoides de mayor masa en choques producidos con $\theta_{BN} = 45^\circ$ y M_A de 7.19. Esto provoca una disminución en la velocidad del centro de masa lo cual puede apreciarse comparando la línea negra de los paneles iii) y iv) de la Figura 3.1c).

3.1.4. Plasmoides de velocidad

En la Figura 3.1d) se muestran las distribuciones del número de plasmoides de velocidad y sus propiedades promedio. Estos eventos fueron seleccionados con el criterio equivalente al de Gunell et al. (2014). Como podemos observar, estos eventos fueron encontrados únicamente para los choques sin colisiones simulados con una alta velocidad de inyección ($V_{in} = 5.5 C_A$) y en choques cuasiparalelos ($\theta_{BN} < 45^\circ$), esto porque en los demás choques los protones no fueron inyectados con la suficiente energía para producir incrementos de velocidad tan altos en la región río abajo. El número de plasmoides de velocidad es más bajo comparando con los jets de alta velocidad, ITFs y plasmoides de densidad, lo que indica que los plasmoides de velocidad son los más difíciles de producir en las 21 últimas corridas de las simulaciones estudiadas.

En la Figura 3.1 d-i) se puede observar que el número promedio de estos eventos disminuye conforme el ángulo θ_{BN} y el número de M_A aumentan, al igual que los valores de sus propiedades promedio exhibidas en los paneles i)-ii) de la Figura 3.1 d). Este comportamiento se debe principalmente a la presencia de arrugas transitorias en el frente de los choques cuasiparalelos, producidos tanto en las simulaciones híbridas como en las observaciones (Gingell et al., 2017; Plaschke et al., 2013). Los plasmoides de velocidad producidos en un choque sin colisiones con un ángulo $\theta_{BN} = 15^\circ$ y un número de Mach alfvénico de 6.97, pueden ser frenados en la región río abajo debido a sus grandes cantidades de masa (Figura 3.1 d-iii), misma razón por la que llegan a alcanzar la mínima velocidad (Figura 3.1 d-vi) y las máximas cantidades de energía cinética y momento lineal (Figuras 3.1 d iv y v). Esto indica que la masa juega un papel importante para la producción de plasmoides de velocidad con las cantidades de energía cinética y momento lineal más elevadas. Además, la velocidad del centro de masa tiene una dependencia con el número de M_A al ser una curva creciente con el ángulo θ_{BN} , ver Figura 3.1d-vi), provocada por las altas velocidades a las que las partículas están siendo inyectadas en los frentes del choque.

3.2. Propiedades de los jets en función de su distancia del choque

En esta sección se estudió la evolución de los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de velocidad y densidad. Sin embargo, se presentaron dos desventajas al estudiar la evolución temporal, la primera es definir el momento preciso de formación de cada evento y la segunda es que la cadencia entre salidas fue bastante grande ($2.5 \Omega^{-1}$). Elegir un tiempo inicial en el instante que se visualiza el evento, es equivalente a seleccionar una distancia inicial de la superficie del choque hacia la región río abajo ($12 d_i$, distancia seleccionada para evitar el grosor del choque, arrugas y efectos de turbulencia) a partir de la cual se comiencen a registrar los eventos y medir sus propiedades. Por esta razón se decidió realizar el estudio estadístico de los eventos en función de su distancia al choque y no a partir de su tiempo de vida (o de su observación). Cabe aclarar que se hicieron dos suposiciones: que todos los eventos se forman en el choque (no en la región río abajo) y que su distancia al choque es proporcional a su edad.

En la sección anterior se discutió que la velocidad promedio de los eventos en el marco

de referencia de los choques cambia con el M_A . Este número depende principalmente de la velocidad de inyección elegida en cada simulación, V_{in} , pero también del ángulo θ_{BN} . A pesar de que los eventos tienen distintas velocidades del centro de masa, los errores estándar de los paneles vi) en la Figura 3.1, son los más pequeños al compararlos con los demás paneles, por lo que la mayoría de eventos tienen velocidades muy parecidas entre ellos en cada una de las simulaciones. Esta es la principal razón por la que se relaciona la edad del evento con su distancia al choque.

Sin embargo, la dependencia de la velocidad promedio de los eventos en función del ángulo θ_{BN} es mucho menor que su dependencia en función de la velocidad de inyección, V_{in} . Este comportamiento se evidencia pues, de manera general, las curvas de alta velocidad de inyección están sobre las curvas con velocidad de inyección baja e intermedia, para la mayoría de las propiedades de los eventos; principalmente para la velocidad del centro de masa en el caso de jets de alta velocidad e ITFs. Las Figuras 3.2, 3.3, 3.4 y 3.5 muestran resultados para los eventos encontrados con los criterios equivalentes al de Plaschke et al. (2013), Němeček et al. (1998), Karlsson et al. (2012) y Gunell et al. (2014), respectivamente. En estas figuras se agruparon los resultados con las velocidades de inyección, V_{in} , iguales aunque los M_A difieren.

Las Figuras 3.2-3.5 contienen los gráficos de dispersión de i) área, ii) masa, iii) momento, iv) energía cinética calculada con la componente de velocidad u_x y v) la velocidad del centro de masa de los jets en función de su distancia del choque, Δx . Esta distancia corresponde a la del centro de masa de los eventos. Todas las cantidades están normalizadas al valor máximo encontrado en cada panel. Los triángulos rojos, rombos azules, estrellas rosas y círculos negros representan los jets encontrados en las corridas con $\theta_{BN}=15^\circ$, 30° , 45° y 50° , respectivamente.

En el caso de los plasmoides de densidad de Karlsson et al. (2012) no se produjeron en choques simulados con $V_{in}=3.3 C_A$ y en el caso de los plasmoides de Gunell et al. (2014) sólo se produjeron los eventos para $V_{in}=5.5 C_A$.

3.2.1. Jets de alta velocidad

Las distancias máxima alcanzada por los jets de alta velocidad fueron $\sim 130-140 d_i$ como se aprecia en la Figura 3.2. El jet de alta velocidad que alcanzó la máxima distancia en corridas con velocidades de inyección bajas ($V_{in} = 3.3 C_A$), mientras que aquel con velocidades de inyección intermedias ($V_{in} = 4.5 C_A$) (paneles a y b de la Figura 3.2) se dio en la simulación de un choque con un ángulo $\theta_{BN}=50^\circ$ y finalmente para corridas con una alta velocidad de inyección ($V_{in} = 5.5 C_A$) se mostró en un ángulo con $\theta_{BN}=15^\circ$. Esto implica que en corridas con M_A altos, las arrugas en el choque de proa pueden producir jets de alta velocidad tan rápidos que atraviesan la mayor distancia en la región río abajo del choque más cuasiparalelo ($\theta_{BN}=15^\circ$), esto también se debe a que las partículas incidentes tienen la suficiente energía cinética para producir este jet de alta velocidad.

No se puede establecer una clara correlación entre el ángulo θ_{BN} , la velocidad de los jets de alta velocidad y la distancia de separación al choque. Esto de acuerdo al panel v) de la Figura 3.2c) al no haber el mismo número de jets de alta velocidad y porque su distribución de velocidad es muy desordenada, esto se podría corregir al fijar el mismo número de jets de alta velocidad seleccionados al azar para un estudio muestral producidos

bajo las mismas condiciones. Al considerarse únicamente el panel v) de la Figura 3.2 a) y b), sí se observa que el conjunto de jets de alta velocidad incrementa su velocidad del centro de masa conforme aumenta el ángulo θ_{BN} . En el panel v) de la Figuras 3.2a), el conjunto de triángulos rojos ($\theta_{BN}=15^\circ$) tienen las velocidades del centro de masa más bajos y los círculos negros ($\theta_{BN}=50^\circ$) tienen las velocidades del centro de masa más altos. Además, observamos que la velocidad del centro de masa disminuye un poco conforme aumenta la distancia Δx en todos los paneles v) de la Figura 3.2.

La velocidad máxima de los jets tiende a disminuir conforme aumenta la distancia Δx , al igual que la energía cinética y el momento lineal, lo cual se puede explicar de la siguiente manera: conforme los jets se alejan del choque, interactúan con el plasma que los rodea que es más lento por lo que se frenan y disminuyen estas dos propiedades. Estas tendencias se pueden observar en los paneles iii) y iv) de la Figura 3.2.

Existe una velocidad mínima para que los jets de alta velocidad sigan cumpliendo con el criterio de presión dinámica ($P_{din,x}$) establecido en secciones anteriores, la cual tiene como consecuencia que el número de jets de alta velocidad disminuya conforme aumenta la distancia Δx , precisamente porque conforme disminuye la velocidad de los jets, su $P_{din,x}$ disminuye y dejan de cumplir el criterio de selección. Este problema causa que en la estadística anterior se pueda registrar el mismo jet pero con un cambio de velocidad, se puede corregir si se incrementa el espacio temporal entre salidas o bien si se identifica el mismo jet temporalmente en cada salida. La disminución del número de jets de alta velocidad conforme Δx aumenta, se puede observar en todos los paneles de la Figura 3.2.

Además de su velocidad, podemos observar que en los paneles i) y ii) de las Figuras 3.2 b) y c) tanto el área de los jets de alta velocidad, como también su masa disminuyen con Δx . La disminución de la masa contribuye adicionalmente a la disminución de $P_{din,x}$ y del flujo de masa. En los paneles i) y ii) de la Figura 3.2a) se observa que los jets de alta velocidad alcanzan áreas y masas altas a grandes distancias Δx en un choque cuasiperpendicular con $\theta_{BN}=50^\circ$ (círculos negros), adicionalmente esto es por la interacción de los jets de alta velocidad con el plasma que los rodea, posiblemente el jet de alta velocidad conserva su estructura magnética (principalmente incrementos en la magnitud de su campo magnético) conforme Δx aumenta o bien el cambio de velocidad con el medio circundante no es tan grande permitiendo conservar su tamaño a largas distancias.

Se puede ver en la Figura 3.2a) que solamente el choque con $\theta_{BN} < 50^\circ$ produjo jets de alta velocidad con masas mayores a 0.5 (círculos negros que rebasan este valor). Estos seis jets de alta velocidad sobresalen en los paneles ii), iii) y iv) de la Figura 3.2a) mostrando grandes incrementos de masa, momento y energía cinética aún a largas distancias Δx . En los paneles i)-iv) podemos ver que para choques cuasiparalelos todos los jets de alta velocidad ocupan los mismos rangos con valores promedio de área, masa, momento y energía cinética muy similares entre ellos. También se puede observar que los valores máximos de estas propiedades disminuyen conforme Δx aumenta para choques cuasiparalelos y podemos observar el mismo comportamiento con el número de jets de alta velocidad para estos choques y también para choques cuasiperpendiculares.

En el panel v) de la Figura 3.2c) podemos ver que las mayores distancias Δx son alcanzadas por los jets de alta velocidad producidos por los choques con $\theta_{BN}=30^\circ$ y 45° , seguidos por aquellos producidos en choques con $\theta_{BN}=15^\circ$, mientras que los jets de alta velocidad en la corrida con $\theta_{BN}=50^\circ$ alcanzan distancias menores.

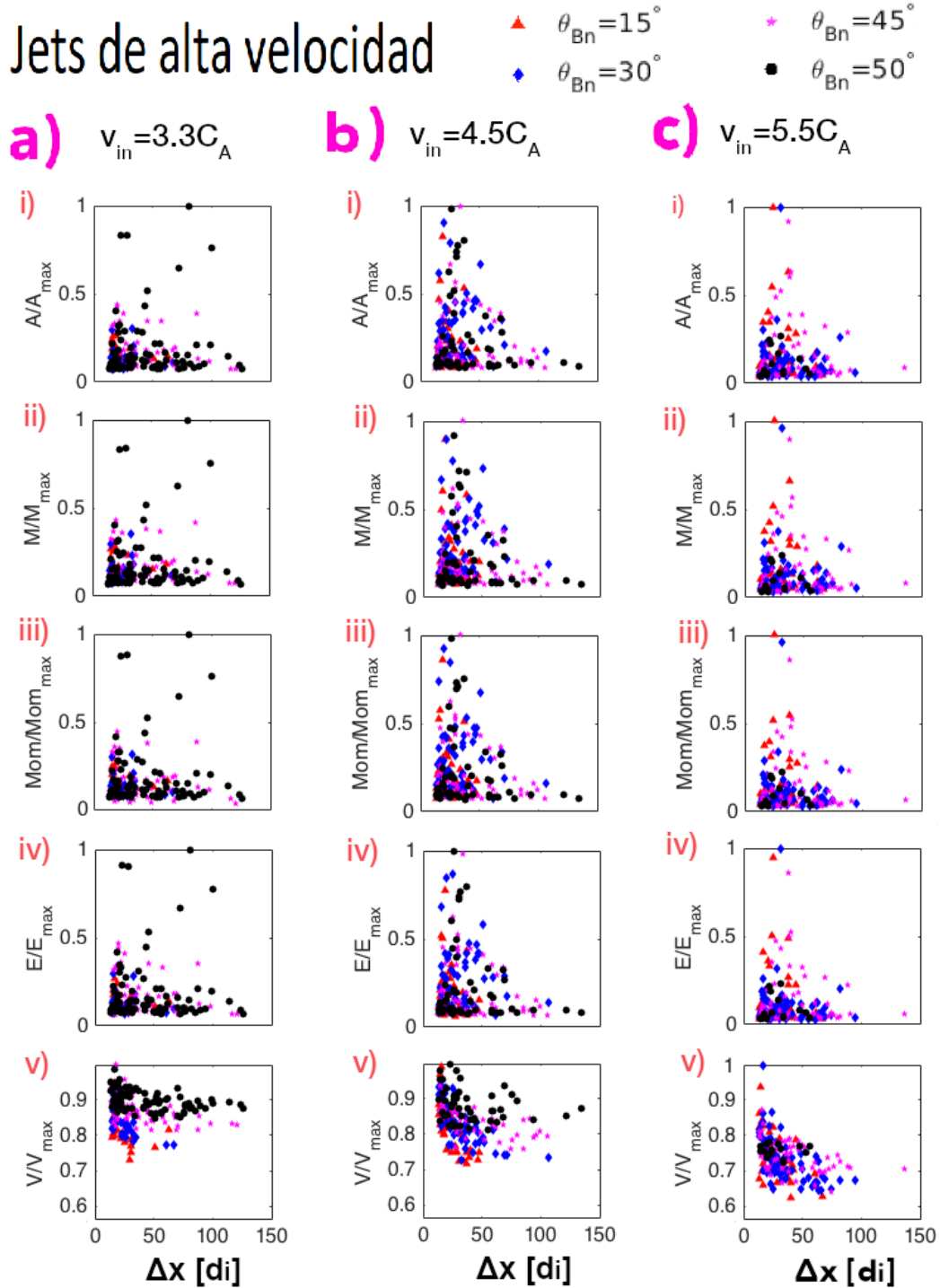


Figura 3.2: Dependencia de las propiedades de los jets de alta velocidad encontrados con el criterio equivalente al de Plaschke et al. (2013) en función de su distancia del choque. Las figuras a), b) y c) muestran gráficas de dispersión para los jets con $V_{in}=3.3$, 4.5 y 5.5 C_A , respectivamente. Los triángulos rojos, rombos azules, estrellas rosas y círculos negros representan los jets de alta velocidad encontrados en las corridas con $\theta_{BN}=15^\circ$, 30° , 45° y 50° , respectivamente. Los paneles muestran los gráficos de i) area ii) masa iii) momento, iv) energía cinética calculada con la componente x de la velocidad y v) velocidad del centro de masa. Todas las cantidades están normalizadas con respecto al valor máximo de cada corrida. Disponible en Tinoco-Arenas et al. (2022).

Los jets de alta velocidad producidos en las simulaciones estudiadas en esta tesis, no registraron distancias mayores a $150 d_i$. A pesar de esto, se prefirió incrementar la región de estudio a $200 d_i$ a lo largo del eje x para corroborar la inexistencia de jets de alta velocidad geoefectivos.

Los tres jets de alta velocidad con mayor masa, momento lineal y energía cinética mostrados en los paneles ii)-iv) de la Figura 3.2c) se registraron con ángulos θ_{BN} de 15° , 30° y 45° . Aquellos con 15° y 30° alcanzaron distancias cercanas a los $100 d_i$ hasta dejar de satisfacer el criterio establecido. Pero el jet con energía cinética máxima producido en un choque con 45° alcanzó una distancia Δx de casi $150 d_i$ hasta dejar de cumplir con el criterio, mostrando la relevancia que tiene el medio donde se propaga el jet para alcanzar grandes distancias.

En los paneles v) de las Figuras 3.2b) y c) la velocidad mínima de los jets de alta velocidad disminuye conforme aumenta la distancia Δx y difieren de la Figura 3.2a) porque esta velocidad mínima tiene valores muy parecidos para cualquier distancia Δx . Esto significa que en estas dos corridas (incisos b y c de la Figura 3.2) los jets de alta velocidad más lentos siguen cumpliendo con el criterio de selección aún a grandes distancias Δx . Debido a este hecho, el número de los jets a Δx grandes es mayor que en el caso de los modelos con $V_{in}=3.3 C_A$ (Figura 3.2 a).

Comparando las tres figuras podemos ver que hay muy pocos eventos encontrados para $\Delta x \geq 100 d_i$ y que las distancias más grandes son de $\sim 150 d_i$. El número de los jets para el rango de $100 d_i \leq \Delta x \lesssim 150 d_i$ está anticorrelacionado con V_{in} : hay 9, 5 y 1 jet(s) a estas distancias para $V_{in} 3.3 C_A$, $4.5 C_A$ y $5.5 C_A$, respectivamente reiterando nuevamente la importancia del medio en que se propagan los jets de alta velocidad y sin considerar aún efectos temporales (registrar el mismo jet en varias ocasiones). Si la velocidad de los jets de alta velocidad difiere considerablemente respecto al medio circundante estos serán frenados más rápido.

3.2.2. Incrementos transientes de flujo

La Figura 3.3 muestran los gráficos de dispersión para los ITFs encontrados con el criterio equivalente al de Němeček et al. (1998). En los paneles v) de las Figuras 3.3 b) y c) podemos observar una correlación positiva entre θ_{BN} y la velocidad típica de los ITFs. Las distancias máximas de los ITFs están entre ~ 130 - $140 d_i$. En el caso de la Figura 3.3 a) en el panel v) se muestra un comportamiento similar pero dos ITFs registraron un incremento abrupto con ángulos θ_{BN} de 15° y 45° . Los ITFs con velocidades más altas y ángulos de θ_{BN} de 50° son producidos por las altas energías cinéticas de las partículas incidentes, las cuales experimentan una menor desaceleración al atravesar el choque. Por otro lado, las altas velocidades de los ITFs con θ_{BN} de 15° y 45° son producidas por las arrugas en choques cuasiparalelos y su interacción con el medio que los rodea.

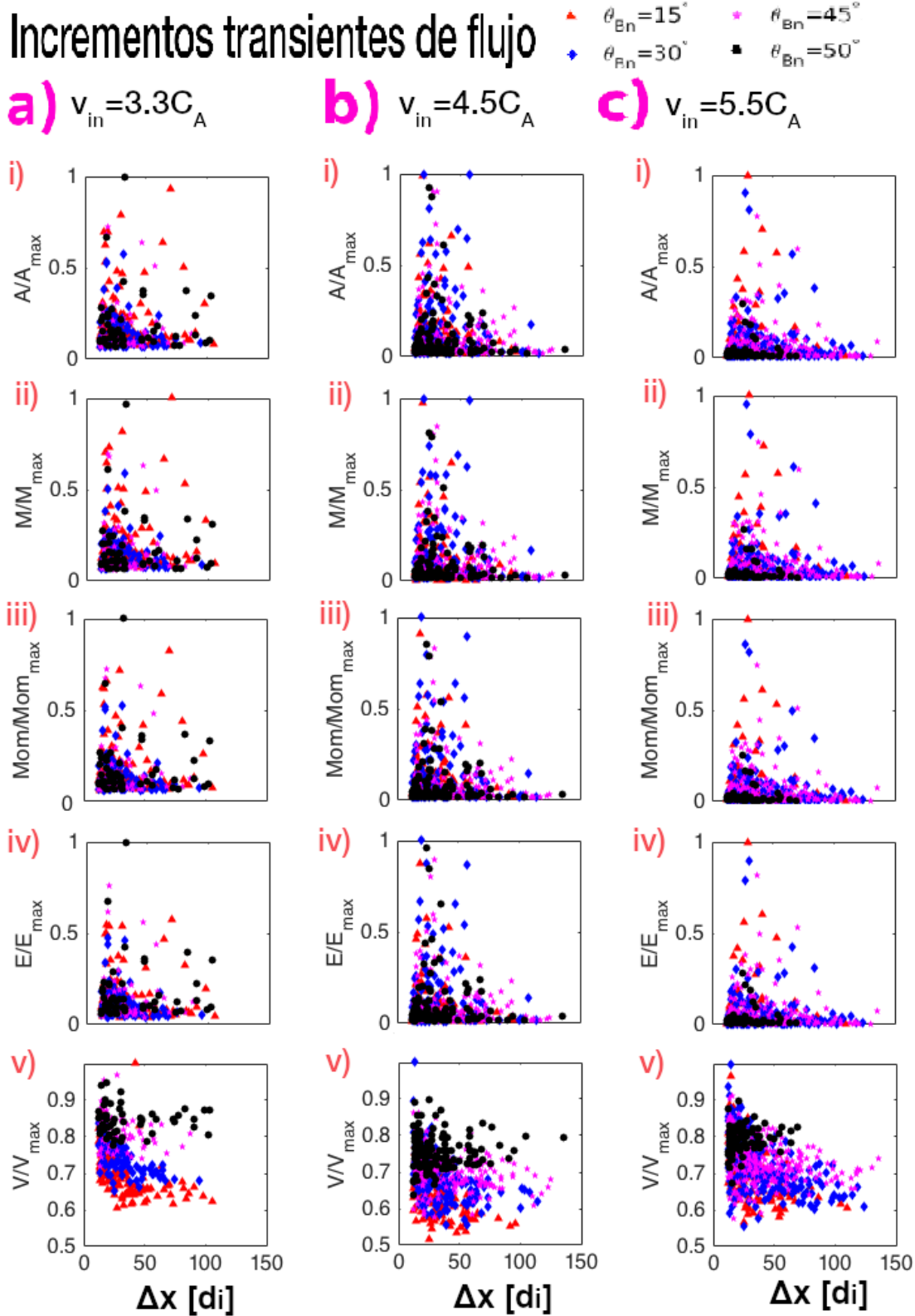


Figura 3.3: Dependencia de las propiedades de los incrementos transientes de flujo encontrados con el criterio equivalente al de Němeček et al. (1998) en función de su distancia del choque. El formato de la figura es igual a la de 3.2. Disponible en Tinoco-Arenas et al. (2022).

En los paneles i)-v) de la Figura 3.3a) se observa que la mayoría de los ITFs presentaron valores por debajo de 0.3, esto significa que la mayoría de ITFs tienen bajas cantidades de masa, momento lineal y energía cinética asociados a una menor área o tamaño para corridas con una baja velocidad de inyección. Dentro de este rango de estudio, el número de ITFs con bajas cantidades de momento lineal y energía cinética disminuyen en gran medida conforme la distancia Δx incrementa. Esta disminución es menos marcada para los ITFs con valores más altos de masa, momento lineal y energía cinética que alcanzan una distancia Δx de hasta $100 d_i$, por esta razón se confirma que los ITFs avanzan y desaceleran hasta dejar de satisfacer el criterio a estas distancias. En los paneles i)-iv) de la Figura 3.3b) se puede observar en todos los paneles que se producen eventos con valores normalizados similares y que su número disminuye fuertemente con Δx .

En la Figura 3.3c) podemos ver que el choque con $\theta_{BN}=50^\circ$ produce ITFs con valores de área, masa, momento y energías cinéticas menores que el resto de los choques, esto se visualiza al presentarse la mayoría de los círculos negros por debajo del valor normalizado de 0.3 en los paneles i)-iv). Lo que se sugiere es que en este caso las arrugas en choques cuasiparalelos producen ITFs tan energéticos que la mayoría viajan a distancias Δx cercanas a $150 d_i$.

En corridas con velocidad de inyección baja se encontraron seis ITFs que rebasan la distancia Δx de $100 d_i$ (Figura 3.3a). Mientras aproximadamente 16 ITFs con velocidades de inyección intermedia y aproximadamente 25 ITFs con velocidades de inyección alta rebasan esta distancia de alejamiento. Esto significa que conforme incrementa la velocidad de inyección un mayor número de ITFs rebasaron una distancia considerable de alejamiento del choque de proa. También es claro observar que para velocidades de inyección intermedias y altas hay al menos un ITF que alcanza una distancia cercana a $100 d_i$ y con velocidades de inyección baja las máximas distancias de alejamiento que alcanzaron los ITFs son cercanas a $110 d_i$; esto significa que los ITFs producidos con una velocidad de inyección baja alcanzan distancias de alejamiento menores que los ITFs producidos con velocidades de inyección intermedia o alta.

3.2.3. Plasmoides de densidad

Las Figura 3.4 muestra los resultados para los plasmoides de densidad encontrados con el criterio equivalente al de Karlsson et al. (2012, 2015). Cabe aclarar, que las corridas con $V_{in}=3.3 C_A$ no produjeron estos eventos probablemente porque no se presenta la reconexión magnética en el frente del choque que es un mecanismo de formación de plasmoides de densidad propuesto por Preisser et al. (2020).

A primera vista podemos ver una diferencia importante entre los eventos producidos en corridas con $V_{in}=4.5 C_A$ y $V_{in}=5.5 C_A$ que se muestran en Figuras 3.4 a) y b), respectivamente. Los plasmoides en las corridas con menor V_{in} alcanzaron las distancia máximas Δx de $\sim 70 d_i$, mientras que en las corridas con mayor V_{in} el máximo Δx fue de $\sim 100 d_i$. Los plasmoides que alcanzan mayores distancias de alejamiento Δx en la Figura 3.4b) también pueden provenir de SLAMs más rápidos producidos en la región río arriba, pero al ser incrementos de densidad estos son frenados más rápidamente que los jets de alta velocidad o que los ITFs debido a su gran inercia.

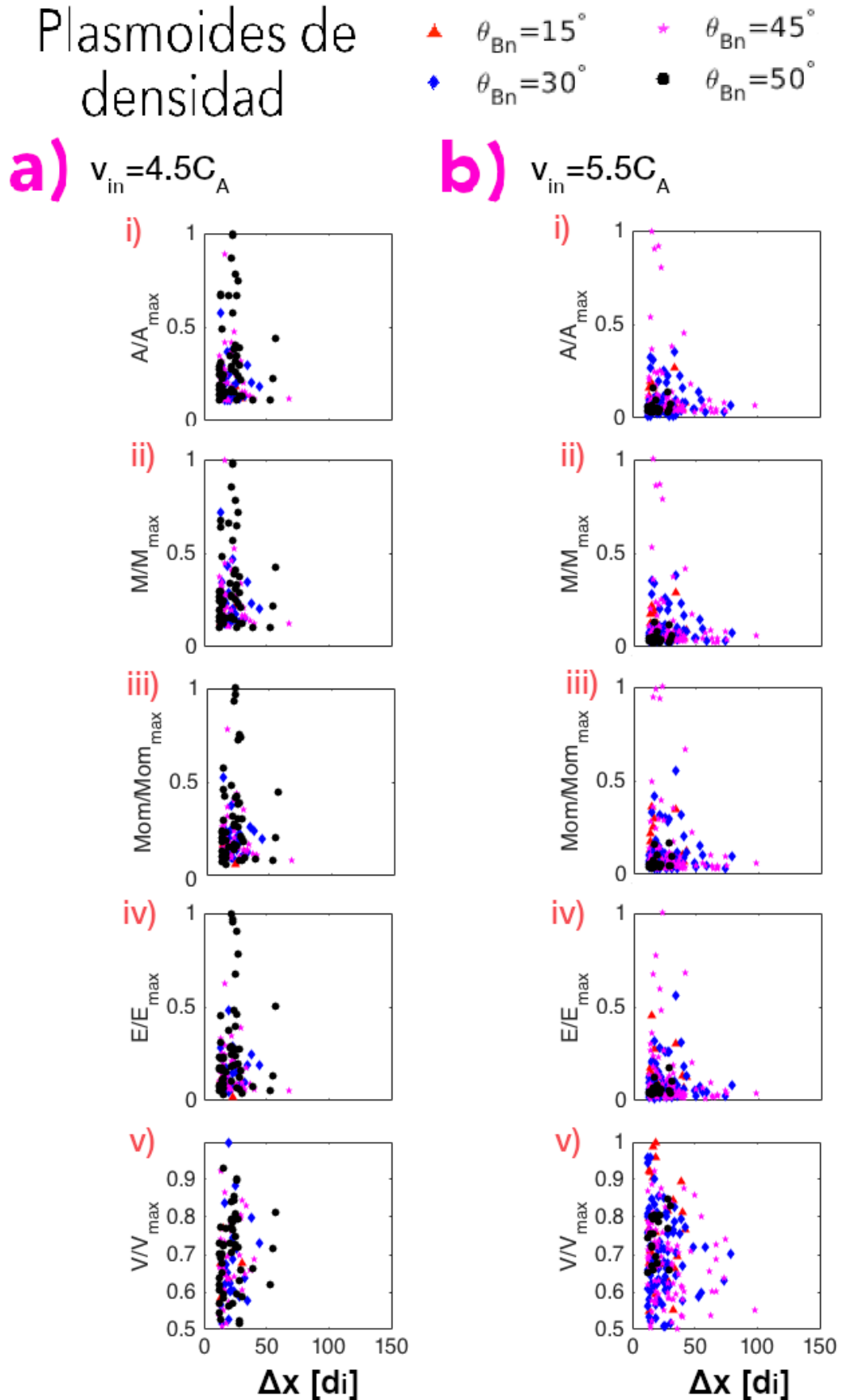


Figura 3.4: Dependencia de las propiedades de los plasmoides de densidad encontrados con el criterio equivalente al de Karlsson et al. (2012) en función de su distancia del choque. El formato de la figura es igual a la de 3.2. Disponible en Tinoco-Arenas et al. (2022).

En este caso los plasmoides de densidad también van perdiendo masa conforme aumenta su distancia Δx ; de esta manera, para distancias mayores a $50 d_i$ sólo siguen cumpliendo el criterio los plasmoides más masivos.

En el caso de $V_{in}=5.5 C_A$ (Figura 3.4b) podemos ver en los paneles i)-iv) que los plasmoides de densidad con valores más altos fueron producidos por el choque con $\theta_{BN}=45^\circ$ seguido por el choque con $\theta_{BN}=30^\circ$, 15° y 50° sucesivamente. El mismo orden se observa para determinar los plasmoides que alcanzaron una mayor distancia Δx en todos los paneles. Esto sugiere que en el choque $\theta_{BN}=45^\circ$ se producen SLAMs más grandes y veloces, otra razón es que la reconexión magnética se produce por un tiempo mayor debido a estas dos opciones se producen plasmoides más grandes y que tienen un tiempo de vida mayor, porque nuevamente estamos registrando el mismo plasmoides (con mayor área) en varias ocasiones.

Para corridas con una velocidad de inyección intermedia (Figura 3.4a) los plasmoides de densidad alcanzaron distancias máximas Δx aproximadas a $60 d_i$, la cual es menor que las distancias alcanzadas por los jets de alta velocidad o los ITFs con la misma velocidad de inyección. Esto nuevamente se explica porque los plasmoides de densidad suelen ser más masivos que los jets de alta velocidad o ITFs. Para corridas con una velocidad de inyección alta (Figura 3.4b) los plasmoides de densidad alcanzaron una distancia máxima Δx mayores a $100 d_i$ lo que muestra que la distancia máxima que alcanzan los plasmoides de densidad depende de la velocidad de inyección (o del número de Mach alfvénico) de nuestras corridas.

Se puede observar en los paneles v) de las Figura 3.4 a) y b) que los plasmoides de densidad producidos para diferentes ángulos θ_{BN} tienen valores entre 0.6 a 1.0, es decir, no hay una clara dependencia entre este parámetro y la velocidad de los plasmoides (aunque no hay plasmoides con $V/V_{max} < 0.6$ para $\theta_{BN}=50^\circ$ con una alta velocidad de inyección) y que la velocidad máxima de los plasmoides de densidad disminuye conforme Δx aumenta debido a la disipación de la energía cinética del plasmoides con el medio circundante. Las velocidades del centro de masa de los plasmoides de densidad difiere entre si debido a que en este caso, depende principalmente de la alta masa de los plasmoides, se espera que los plasmoides más pequeños al ser más ligeros tengan una mayor velocidad del centro de masa y los mayores una velocidad menor.

En este caso la correlación entre la velocidad de inyección y mayores distancias de alejamiento que alcanzaron los plasmoides de densidad (a pesar de sólo ser dos casos) es más evidente que en el caso de los ITFs, o de los jets: los plasmoides de densidad con velocidad de inyección intermedia alcanzan aproximadamente una distancia máxima de alejamiento de $60 d_i$, mientras que los producidos con velocidades de inyección alta llegan a alcanzar distancias aproximadas a los $100 d_i$.

3.2.4. Plasmoides de velocidad

La Figura 3.5 muestra los resultados para los plasmoides de velocidad encontrados con el criterio equivalente al de Gunell et al. (2014). Únicamente en las corridas producidas con una alta velocidad de inyección ($V_{in}=5.5 C_A$) para choques cuasiparalelos ($\theta_{BN} \leq 45^\circ$) se produjeron estos eventos.

Plasmoides de velocidad

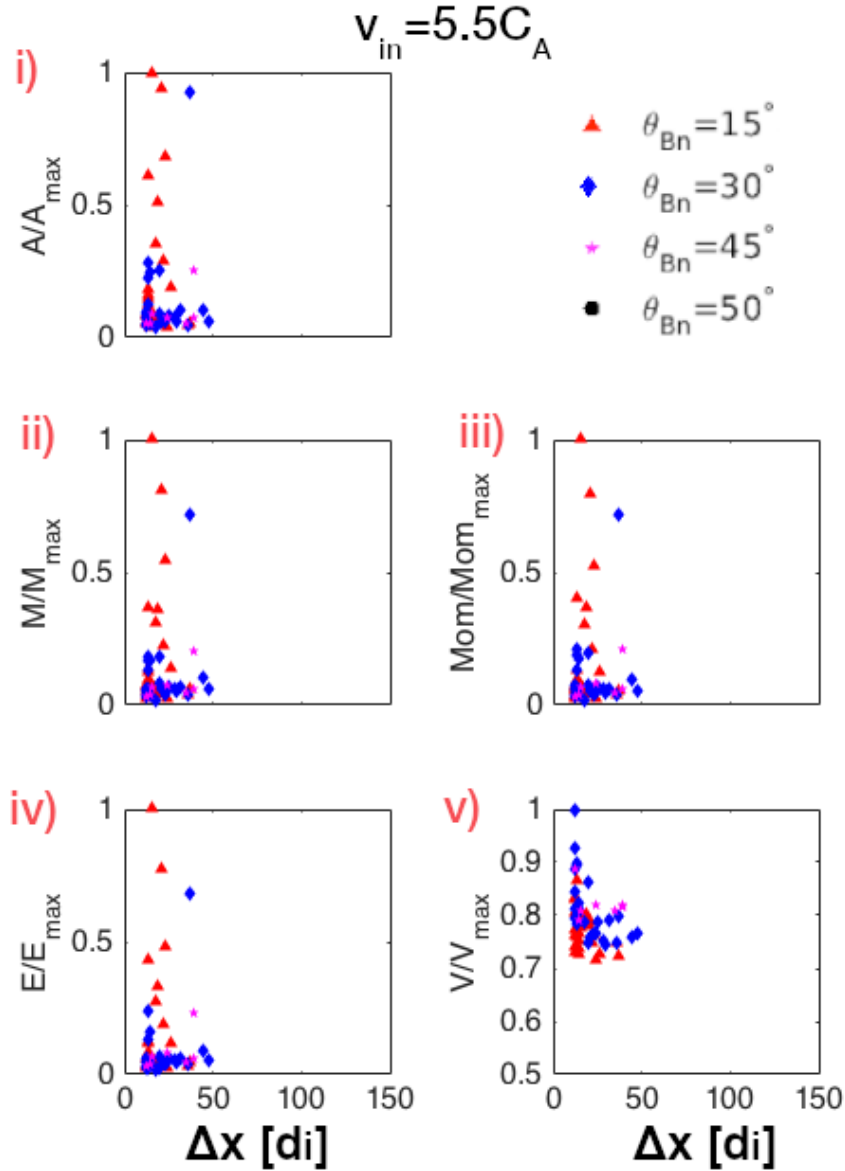


Figura 3.5: Dependencia de las propiedades de los plasmoides de velocidad encontrados con el criterio equivalente al de Gunell et al. (2014) en función de su distancia del choque. El formato de la figura es igual a la de 3.2. Disponible en Tinoco-Arenas et al. (2022).

Para formar a los plasmoides de velocidad en la región río abajo de los choques simulados, es necesario que las partículas incidentes en la región río arriba tengan una energía cinética considerablemente alta.

Un incremento en la energía cinética de las partículas incidentes se logra si se incrementa la velocidad de inyección y se aumenta la velocidad de propagación del choque en dirección opuesta a la velocidad de las partículas incidentes, lo que produce un incremento en el número de Mach alfvénico, de ahí que se observen plasmoides de velocidad sólo para las corridas con las más altas velocidades de inyección disponibles en este estudio. También se puede observar que el número de estos plasmoides de velocidad está anticorrelacionado con el ángulo θ_{BN} y disminuye conforme aumenta la distancia Δx . Las distancias máximas alcanzadas por los plasmoides de velocidad son de $\sim 50 d_i$ que resultan ser menores incluso que las distancia máximas de los plasmoides de densidad, es decir, en este caso los plasmoides de velocidad son frenados rápidamente debido a la gran diferencia entre la velocidad de estos plasmoides respecto al medio circundante. La distancia máxima Δx es similar para los plasmoides producidos para choques cuasiparalelos, es decir, no hay una clara dependencia entre esta distancia y el ángulo θ_{BN} .

Las velocidades más altas fueron observadas para los plasmoides en la corrida con $\theta_{BN}=30^\circ$ y las más bajas para $\theta_{BN}=15^\circ$ debido a la masa de estos plasmoides. Los plasmoides de velocidad con mayor masa, según la Figura 3.5 ii), son producidos con $\theta_{BN}=15^\circ$ y estos presentan mayor oposición a fluir y a alcanzar velocidades altas. A su vez, los plasmoides más ligeros (Figura 3.5 ii) son los producidos con ángulos $\theta_{BN}=30^\circ$ y estos alcanzan las velocidades más altas al tener menor inercia en la región río abajo.

Los valores más altos de área, masa, momento y la energía cinética (ver paneles i-iv de la Figura 3.5) fueron producidos para los jets en la corrida con $\theta_{BN}=15^\circ$, seguidos por $\theta_{BN}=30^\circ$ y 45° posiblemente porque se presente una mayor cantidad de arrugas en los choques más cuasiparalelos que permita producir incrementos más grandes de velocidad, energía cinética y momento lineal en la región río abajo al concentrar estas partículas en la misma región. Mientras que los plasmoides de velocidad más rápidos con $\theta_{BN}=30^\circ$ alcanzan las distancias Δx mayores (ver los rectángulos azules de la Figura 3.5 v).

Capítulo 4

Discusión

En este trabajo se estudian las condiciones de los choques en la región río arriba, que favorecen la formación de jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad en la región río abajo de choques sin colisiones, así como las condiciones que incrementan sus propiedades promedio. Los eventos fueron producidos en 15 simulaciones numéricas híbridas bidimensionales realizadas con el código numérico HYPPI, en las cuales se han variado dos parámetros: la velocidad de inyección, V_{in} y el ángulo entre la normal al choque y el campo magnético en la región río arriba, llamado ángulo θ_{BN} . Se realizaron 15 corridas con los valores de $V_{in} = 3.3 C_A$, $4.5 C_A$ y $5.5 C_A$, donde C_A es la velocidad de Alfvén inicial, y con $\theta_{BN} = 15^\circ$, 30° , 45° , 50° y 65° para cada velocidad de inyección.

La identificación de jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad se llevó a cabo utilizando cuatro diferentes criterios, equivalentes a los propuestos por Plaschke et al. (2013), Němeček et al. (1998), Karlsson et al. (2012) y Gunell et al. (2014), respectivamente.

En primer lugar se mostró la dependencia del número de jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad con respecto al ángulo θ_{BN} considerando los diferentes números de M_A para las corridas de choques, así como de sus propiedades. En segundo lugar se planteó que los números de M_A dependen principalmente de la velocidad de inyección, por lo que las corridas de los choques se agruparon en tres grandes conjuntos: velocidad de inyección baja, intermedia y alta. Esto se realizó con el objetivo de mostrar como las propiedades cambian conforme aumenta la distancia Δx .

En las Figuras 3.1a)-3.1d) se observó que en las simulaciones híbridas se produjeron una mayor cantidad de los ITFs, seguidos de los jets de alta velocidad y los plasmoides de densidad, mientras que se registraron en menor número los plasmoides de velocidad. Los plasmoides de densidad no fueron producidos en las corridas con $V_{in}=3.3 C_A$ y los plasmoides de velocidad solamente fueron producidos en las corridas con $V_{in}=5.5 C_A$. Entre los parámetros escogidos (el M_A y el ángulo θ_{BN}), el número de Mach alfvénico determina qué tipo de eventos podemos observar en la región río abajo de choques sin colisiones, porque define si los incrementos producidos rebasarán los criterios de selección, al determinar la velocidad inicial con que los iones son inyectados hacia la región río abajo.

En el caso de los choques cuasiparalelos ($\theta_{BN} \leq 45^\circ$) y una velocidad de inyección intermedia ($V_{in}=4.5 C_A$), el número de jets de alta velocidad producidos aumenta hasta $\theta_{BN} = 30^\circ$ y después disminuye, pero el número de los plasmoides de densidad e ITFs

aumenta conforme θ_{BN} crece. En la categoría de choques cuasiparalelos con una velocidad de inyección baja ($V_{in}=3.3 C_A$) el número de ITFs disminuye conforme θ_{BN} aumenta; para el caso de jets de alta velocidad esta tendencia se mantiene para los dos primeros ángulos pero después el número de jets de alta velocidad incrementó hasta encontrar un máximo en $\theta_{BN} = 45^\circ$. Para explicar estas tendencias tenemos que ver el doble papel que juega el ángulo θ_{BN} . Por una parte este ángulo permite que se formen los antechoques de los protones y las ondas FUB en la superficie del choque, lo cual generará jets de alta velocidad e ITFs. Para producir estas ondas de FUB y el arrugamiento en el choque de proa, los iones tienen que ser capaces de viajar grandes distancias hacia la región río arriba. Sin embargo, la creación de ondas FUB disminuye conforme θ_{BN} incrementa, por lo que por esta razón, el número de jets de alta velocidad e ITFs tendría que disminuir conforme θ_{BN} incrementa en el caso de choques cuasiparalelos. Por otra parte se debe considerar que para una velocidad de inyección dada, el número de Mach alfvénico aumenta conforme θ_{BN} , pero no es posible saber cuánto afectan ambos parámetros a una velocidad de inyección dada. Esto implica que los M_A aumentan al incrementar tanto la velocidad de inyección como el ángulo θ_{BN} , y esto produce que algunos protones sean inyectados con una mayor velocidad hacia la región río abajo favoreciendo a su vez la creación de jets de alta velocidad e ITF. En resumen, la problemática de describir el comportamiento del número de jets de alta velocidad e ITFs en choques cuasiparalelos reside en que al aumentar el ángulo θ_{BN} se forman menos ondas FUB (disminuyendo el número de jets de alta velocidad e ITFs) y se aumenta el número de Mach alfvénico (aumentando el número de jets de alta velocidad e ITFs) para las velocidades de inyección dadas.

Por ejemplo, si se considera el caso del número de jets de alta velocidad producida para un choque cuasiperpendicular con $\theta_{BN}=50^\circ$ (Figura 3.1 a-i), se encontró que el mayor número de jets de alta velocidad en la simulación del choque con el menor número de Mach alfvénico ($M_A=4.59$) y el menor número de jets de alta velocidad con el choque con mayor número de Mach alfvénico ($M_A=7.42$), esto se podría justificar principalmente por un nivel de arrugamiento intermedio en el choque producido con $M_A=4.59$ (Kajdič et al., 2021a) y la velocidad de inyección de los protones en la región río abajo toma un papel secundario.

Para los choques producidos en corridas con $V_{in}=4.5 C_A$ y $5.5 C_A$, el número de plasmoides de densidad aumenta conforme aumenta θ_{BN} . En este caso se muestra que el aumento del ángulo θ_{BN} está incrementando con el M_A y por lo tanto el aumento de este último parámetro determina principalmente el número de plasmoides de densidad. Este efecto también está presente en el caso de ITFs con las mismas corridas (velocidad de inyección alta e intermedia) y dentro del margen del error estándar y para jets de alta velocidad con velocidades de inyección alta. Por otro lado, el número de los plasmoides de velocidad (Figura 3.1 d) disminuye conforme aumenta el ángulo θ_{BN} . Una tendencia similar se encontró para los jets de alta velocidad producidos en corridas con $V_{in}=3.3 C_A$, debido a que en estos casos el ángulo θ_{BN} permita la formación de arrugas y las ondas FUB necesarias para producir incrementos de velocidad lo suficientemente altos para satisfacer el criterio de selección de plasmoides de velocidad en la región río abajo de choques. También se ha mostrado por Kajdič et al. (2021a) la correlación entre el ángulo θ_{BN} y la longitud de las ondas FUB en la región río arriba de los choques producidos en estas simulaciones híbridas por lo que este parámetro podría provocar el comportamiento para el número de estos dos tipos de eventos.

A excepción de los jets de alta velocidad producidos en corridas con velocidad de inyección baja en todos los demás casos, los números de jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad disminuyen fuertemente para choques cuasiperpendiculares ($\theta_{BN} > 45^\circ$). Esto sugiere que existe un ángulo crítico θ_{BN} entre 50° y 65° para el que todos los eventos ya no se producen, sin importar el M_A del choque dentro del intervalo usado en este estudio. Los resultados de este trabajo están en concordancia con trabajos observacionales, por ejemplo Plaschke et al. (2013) y Raptis et al. (2020) mostraron que los jets de alta velocidad en la magnetofunda en su mayoría ocurren para los ángulos θ_{BN} bajos y cuando la velocidad del VS es mayor, lo que significa que no sólo es necesario considerar el arrugamiento del choque propuesto por Hietala et al. (2009) sino también la velocidad de las partículas incidentes.

Por otra parte, los eventos más grandes fueron los jets de alta velocidad producidos en un choque cuasiparalelo con $\theta_{BN} = 15^\circ$ y un número de Mach alfvénico de 6.97 cubriendo áreas diez veces mayores que los plasmoides de velocidad y de densidad. Por el gran tamaño de estos jets de alta velocidad los valores promedio de masa, momento y energía cinética son mayores que en los ITFs, plasmoides de densidad y de velocidad. Los eventos más rápidos fueron los plasmoides de velocidad producidos en la misma corrida por el arrugamiento del choque.

Diversos autores han propuesto distintas formas para describir a los cuatro eventos estudiados en esta tesis, por lo que han reportado diferentes tamaños; por ejemplo, Plaschke et al. (2016) proponen que la morfología de los jets de alta velocidad en la magnetofunda son elipsoides con dimensiones de $1.34 R_T$ en dirección perpendicular a la propagación del jet de alta velocidad y $0.71 R_T$ en dirección paralela, el área de una elipse bidimensional con estas dimensiones es de $5,392 d_i^2$ suponiendo un valor de $d_i \sim 150$ km, (el cual depende de las condiciones de la simulación impuestas inicialmente). Este tamaño reportado en la literatura, no se puede comparar directamente con nuestros resultados porque fue obtenido con observaciones realizadas en la magnetofunda terrestre en un choque de proa terrestre que tiene un número alfvénico cercano a ocho y se suele asociar a choques con ángulos de cono (equivalentes al ángulo θ_{BN} en el frente del choque) menores a 30° . Las dimensiones de Plaschke et al. (2016) son considerablemente más grandes que aquellas para los jets de alta velocidad de la región río abajo reportados en nuestro estudio. También Plaschke et al. (2020) reportaron tamaños promedio de jets de alta velocidad en la magnetofunda con valores más bajos, cuyas distancias fueron de $0.12 R_T$ y $0.15 R_T$ en dirección paralela y perpendicular al flujo (estas escalas más pequeñas corresponden a SLAMs) suponiendo nuevamente una forma elipsoidal este tipo de eventos deberían tener áreas de $32.47 d_i^2$, cuya escala es más cercana a los jets de alta velocidad y a los incrementos de flujo transientes reportados en la Figura 3.1 a-ii).

En el caso de Němeček et al. (1998) el tamaño en la dirección perpendicular al movimiento del ITF es de un radio terrestre, los plasmoides de velocidad de Gunell et al. (2014) tienen tamaños de $5 R_T$ en dirección perpendicular al movimiento del plasmoides y de $7.2 R_T$ en dirección paralela, estos tamaños tan grandes fueron porque se midieron utilizando la máxima velocidad de los plasmoides; en el caso de Karlsson et al. (2012) las distancias lineales que abarcan los plasmoides de alta densidad son de $0.1-10 R_T$. Las distancias en todos los estudios observacionales sobrepasan los tamaños del estudio observacional de Plaschke et al. (2016), pero tampoco se pueden comparar directamente a

las medidas de nuestros eventos registrados porque en las observaciones no hay control sobre ciertos parámetros como la orientación del CMI, ni del número de Mach alfvénico, la densidad del VS, el parámetro β del plasma, ni de su resistividad eléctrica; estas variables en la simulaciones permanecen constantes y determinan el valor de la longitud inercial de protones.

Los diferentes tipos de eventos también difieren en cuanto a las distancias Δx máximas a las que fueron encontrados. Los jets de alta velocidad y los ITFs alcanzaron distancias de hasta $\sim 130-140 d_i$. Mientras que los plasmoides de densidad fueron de $\sim 100 d_i$ y las alcanzadas por los plasmoides de velocidad fueron de $\sim 50 d_i$. Suponiendo que un valor típico de d_i en el VS a 1 U.A. es de $\sim 100 \text{ km}-150 \text{ km}$, el rango de $50 d_i-150 d_i$ equivale a $5,000 \text{ km}-15,000 \text{ km}$ ($0.8-2.4 R_T$). Suponiendo un valor de $d_i \sim 150 \text{ km}$, el rango de distancias Δx máximas que alcanzaron los jets de alta velocidad y los ITFs fueron entre $7,500 \text{ km}$ y $22,500 \text{ km}$ ($1.2-3.5 R_T$). Sabemos que en promedio el punto subsolar de la magnetopausa y el choque de proa terrestres se encuentran a $10 R_T$ y $\sim 14 R_T$ por lo que el grosor de la magnetofunda es del orden de $4 R_T$. De tal forma los eventos producidos por nuestros modelos no atravesarían a la magnetofunda, ni impactarían a la magnetopausa. El comportamiento observado en nuestros resultados, es que los eventos más rápidos alcanzan las mayores distancias de alejamiento a partir del choque, esto se mostró principalmente para los jets de alta velocidad en los paneles v) de la Figura 3.2 a) y b), para los ITFs en el panel v) de la Figura 3.3b) y para los plasmoides de velocidad en el panel v) de la Figura 3.5. Entonces es viable plantear realizar corridas con los números de Mach alfvénicos mayores o cercanas a 8 en el futuro, con el objetivo de investigar si los jets de alta velocidad alcanzarían mayores profundidades en la región río abajo. Es importante decir que en nuestro trabajo no se incluyeron simulaciones con números de Mach alfvénicos mayores o cercanos a 8 porque empezamos a estudiar la tendencia de estos eventos en corridas con números de Mach bajos también presente en el choque de proa terrestre. A partir de los resultados reportados en esta tesis se sugiere que los plasmoides de velocidad y densidad producidos por los choques con M_A mayores o cercanos a 8 no serían geoefectivos, pero los jets de alta velocidad y los ITFs podrían serlo. Comparando los incisos de las Figuras 3.2-3.4 observamos que los jets de alta velocidad, incrementos transientes de flujo y plasmoides de densidad alcanzan mayores distancias en la región río abajo de choques en simulaciones híbridas para números de M_A mayores, esta tendencia concuerda con los resultados obtenidos en simulaciones globales híbridas con el código Vlasiator obtenidos por Palmroth et al. (2021) a pesar de que están usando otro criterio diferente basado en el estudio de Archer y Horbury 2013, para identificar incrementos de presión dinámica.

En la Figuras 3.1 a), b) y d) podemos observar que para una velocidad de inyección alta ($V_{in}=5.5 C_A$), las propiedades promedio de los jets de alta velocidad, ITFs y plasmoides de velocidad (área, masa, momento y energía cinética) tienden a disminuir conforme aumenta θ_{BN} ; esto es por el comportamiento del tamaño y de la masa en todos los eventos mencionados. Lo anterior está en concordancia con los resultados de otras simulaciones globales realizadas con el código híbrido de Vlasov debido al efecto de termalización (von Alfthan et al., 2014; Palmroth et al., 2021). Sin embargo, para los plasmoides de densidad en los paneles de la Figura 3.1 c) hay un aumento en estos valores para $\theta_{BN}=45^\circ$ también modulado por el cambio de la densidad de estos eventos en la región río abajo.

Este cambio de masa posiblemente se deba a que el plasma sigue al campo magnético más intenso, según lo establecido por el teorema de Alfvén, y la región río abajo de choques cuasiparalelos es una zona con gradientes de campo magnético (por los mecanismos de acumulamiento de SLAMs discutidos anteriormente).

En el caso de los jets de alta velocidad e ITFs producidos en corridas con $V_{in}=4.5 C_A$ sus propiedades promedio tienden a tener los máximos valores para $\theta_{BN}=30^\circ$, mientras que en el caso de los plasmoides de densidad estos máximos ocurren para $\theta_{BN}=50^\circ$ y nuevamente son justificados por los incrementos de tamaño y masa en estos dos tipos de eventos. Hietala et al. (2012) muestra que el plasma rápido de los jets de alta velocidad puede comprimir al plasma lento en la magnetofunda, produciendo un segundo choque y un aumento de densidad producido por los mismos jets de alta velocidad en la magnetofunda. Este arrastre de material en la magnetofunda se podría presentar por los jets de alta velocidad y plasmoides de densidad en las corridas antes mencionadas, por sus características idóneas, dado que tienen una gran masa y una alta velocidad.

En promedio es de esperar mayor masa para los jets de alta velocidad que cubren áreas más grandes. Esto también se reflejará en el momento y la energía cinética. Suponiendo que la mayoría de los jets de alta velocidad se forma con el mecanismo propuesto por Hietala et al. (2009), podemos especular que el tamaño transversal de los jets (perpendicular a su dirección de propagación) depende de las escalas espaciales de la arrugas de los choques. La evolución temporal del jet de alta velocidad, ITFs también es otro parámetro que se deberá tomar en consideración. En general, en este estudio se mostró una disminución de la velocidad, tamaño y masa de los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad conforme aumenta la distancia Δx ; pero se encontraron varios eventos que siguen manteniendo estas propiedades a lo largo del choque por lo que es necesario estudiar bajo qué condiciones en la región río abajo se producen estos mecanismos. Por otro lado, estas escalas probablemente dependan de las longitudes de las ondas FUB en los antechoques. Las escalas de los jets de alta velocidad, ITFs y plasmoides de densidad y velocidad en la dirección paralela a la de su propagación podría aumentar con el M_A . Establecer y cuantificar estas correlaciones es un tema para investigaciones futuras.

Capítulo 5

Conclusiones

En esta sección se resumen los principales resultados de este trabajo reportados por Tinoco-Arenas et al. (2022):

- El número de Mach alfvénico es el parámetro principal que determina el número de jets de alta velocidad, ITFs y plasmoides de densidad en choques cuasiparalelos simulados con códigos híbridos en corridas con velocidades de inyección intermedia y alta ($V_{in}=4.5 C_A$ y $V_{in}=5.5 C_A$). Esto indica que estos eventos son formados gracias a la energía cinética de las partículas incidentes. En estas corridas se observaron correlaciones entre estas cantidades, el ángulo θ_{BN} y el número de Mach alfvénico. Los valores más altos de las propiedades promedio de los eventos también se encontraron en choques simulados con una alta velocidad de inyección (línea negra en la Figura 3.1 a-i, b-i y c-i). El comportamiento entre el número ITFs producidos en simulaciones de choques con una velocidad de inyección baja ($V_{in}=3.3 C_A$) y plasmoides de velocidad en choques cuasiparalelos con una velocidad de inyección alta ($V_{in}=5.5 C_A$) es una anticorrelación con el ángulo θ_{BN} , lo que indica que los fenómenos en el antechoque de protones determinan el número de ambos eventos. Como el número de plasmoides de velocidad está anticorrelacionado con el ángulo θ_{BN} para números de Mach alfvénicos altos en choques cuasiparalelos, este comportamiento indica que las arrugas presente en estos choques forman a los plasmoides de velocidad.
- Los plasmoides de densidad no fueron producidos en las corridas con $V_{in}=3.3 C_A$, mientras que los plasmoides de velocidad no se formaron en corridas con $V_{in}=3.3 C_A$ y $4.5 C_A$. Por lo que estos plasmoides serían difíciles de detectar por las misiones espaciales en la magnetofunda de choques con M_A bajos.
- Las propiedades promedio de los jets de alta velocidad, ITFs y plasmoides de densidad, como su área, masa, momento lineal y energía cinética, tienden a incrementar con el M_A del choque y disminuir para θ_{BN} cuasiperpendiculares. El tamaño de los plasmoides de velocidad están anticorrelacionados con el ángulo θ_{BN} , esto produce un incremento en la masa, momento lineal y energía cinética justificados por el arrugamiento de estos choques. Por primera vez se han calculado estas propiedades promedio dentro de los cuatro eventos antes mencionados.

- La velocidad del centro de masa de los jets de alta velocidad e ITFs están correlacionadas con el número de Mach alfvénico de choques sin colisiones obtenidos con simulaciones híbridas.
- En términos generales los números y las propiedades de los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de velocidad y densidad son mayores en choques cuasiparalelos con números de Mach alfvénicos altos y tienden a disminuir en un ángulo crítico θ_{BN} entre 50° y 65° , en concordancia con los estudios observacionales de Plaschke et al. (2013) y Raptis et al. (2020).
- El número de jets identificados en estas simulaciones es mayor para los incrementos transientes de flujo, seguido por los jets de alta velocidad, plasmoides de densidad y plasmoides de velocidad.
- El número menor de los plasmoides de densidad podría deberse al pequeño tamaño espacial de la región arriba en nuestras simulaciones híbridas. Como consecuencia, las ondas FUB son menos empinadas, lo cual puede resultar en menos SLAMs en los antechoques producidos.
- La velocidad de los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad y velocidad disminuyen en la región río abajo de simulaciones híbridas conforme incrementa la distancia del choque, Δx . Esto produce que el número de los jets de alta velocidad, ITFs, plasmoides de velocidad y densidad disminuyan con esta distancia y eventualmente, estos eventos dejen de cumplir con sus criterios de detección en las profundidades de los choques.
- Los eventos encontrados a distancias Δx mayores son los jets de alta velocidad y los incrementos transientes de flujo. Ningún jet de alta velocidad, ITFs, plasmoides de densidad o velocidad fue encontrado a distancias mayores a $\sim 140 d_i$.
- Los resultados de nuestras simulaciones apuntan a que de los cuatro tipos de eventos en la magnetofunda que se han estudiado en este trabajo, sólo los jets de alta velocidad y los incrementos transientes de flujo podrían eventualmente llegar a la magnetopausa y volverse geoeffectivos. Se necesitan realizar corridas con $M_A > 8$ para producir este tipo de eventos.

Apéndice A

Ecuaciones resueltas por el código HYPSY

En el código híbrido HYPSI utilizado en esta tesis las trayectorias de los protones al ser considerados como partículas, están descritas por ecuaciones de movimiento del tipo:

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = q_p \left(\vec{E} + \frac{\vec{u}_p \times \vec{B}}{c} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{u}_p \quad (\text{A.2})$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, m_p y q_p son la masa y la carga del protón, los campos eléctricos y magnéticos, \vec{E} y \vec{B} , tienen valores dados en la malla espacial y son interpolados por la localización de los protones y \vec{u}_p es la velocidad de protones determinada por la derivada temporal de la posición del protón, \vec{x}_p . La ecuación (5.1) es conocida como la ley de Lorentz generalizada y determina la fuerza que mueve a de cada protón, así como su velocidad y posición.

Como la masa del electrón es cero ($m_e=0$) en simulaciones híbridas, el momento lineal y la fuerza de electrones también es nulo, es decir,

$$m_e \frac{d\vec{u}_e}{dt} = 0 \quad (\text{A.3})$$

y la ecuación de movimiento para este fluido sin masa es

$$-en_e \left(\vec{E} + \frac{\vec{u}_e \times \vec{B}}{c} - \nabla P_e \right) = 0, \quad (\text{A.4})$$

donde e es la carga de los electrones y su densidad numérica es n_e , \vec{u}_e es la velocidad de los electrones y P_e es la presión de los electrones, formalmente esta presión es un tensor pero en las simulaciones híbridas utilizadas se considera como un escalar, ya que se desprecian los efectos ocurridos a escalas de la longitud de Debye y se considera la condición de neutralidad.

La condición de neutralidad está dada por:

$$en_e = q_p n_p, \quad (\text{A.5})$$

donde la densidad numérica de los protones es n_p y determina la densidad de carga ($q_p n_p$) y la densidad de corriente dada por $\vec{J} = q_p n_p \vec{u}_p$ que permiten calcular el campo magnético a partir de la ley de Amperè,

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} = \frac{4\pi}{c} q_p n_p (\vec{u}_p - \vec{u}_e), \quad (\text{A.6})$$

y la ley de Faraday

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \vec{E} = 0. \quad (\text{A.7})$$

La ecuación (A.6) se usa para eliminar la velocidad de electrones \vec{u}_e en (A.4) y la ecuación (A.7) permite al campo magnético avanzar en el tiempo. A partir de la ecuación (A.4) el campo eléctrico puede ser calculado directamente (sin necesidad de avanzar en el tiempo) bajo la condición de electrones sin masa ($m_e=0$) de acuerdo con Winske et al. (2008).

Referencias

- Amata, E., Savin, S. P., Ambrosino, D., Bogdanova, Y. V., Marcucci, M. F., Romanov, S., y Skalsky A. (2011). High kinetic energy density jets in the Earth's magnetosheath: A case study. *Planetary and Space Sciences*, 59 (7), 482-494. doi: 10.1016/j.pss.2010.07.021
- Archer, M. O., y Horbury, T. S. (2013). Magnetosheath dynamic pressure enhancements: occurrence and typical properties. *Annales Geophysicae*, 31(2), 319-331. doi: 10.5194/angeo-31-319-2013
- Archer, M. O., Horbury, T. S., y Eastwood, J. P. (2012). Magnetosheath pressure pulses: Generation downstream of the bow shock from solar wind discontinuities. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 117 (A5), A05228. doi: 10.1029/2011JA017468
- Armstrong, T. P., Pesses, M. E., y Decker, R. B. (1985). Shock drift acceleration. En *Collisionless shocks in the heliosphere: Reviews of current research* (Vol. 35, p. 271). AGU Washington, D.C.
- Bale, S., Balikhin, M., Horbury, T., Krasnoselskikh, V., Kucharek, H., Möbius, E., Thomsen, M. (2005). Quasi-perpendicular shock structure and processes. *Space Science Reviews*, 118, 161-203. doi: 10.1007/s11214-005-3827-0
- Bale, S. D., Mozer, F. S., y Horbury, T. S. (2003). Density transition scale at quasiperpendicular collisionless shocks. *Phys. Rev. Lett.*, 91, 265004. doi: 10.1103/PhysRevLett.91.265004
- Balikhin, M., Krasnoselskikh, V., y Gedalin, M. (1995). The scales in quasiperpendicular shocks. *Advances in Space Research*, 15(8), 247-260. (Proceedings of the D2.1 Symposium of COSPAR Scientific Commission D) doi: [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(94\)00105-A](https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)00105-A)
- Ball, L., y Melrose, D. (2001). Shock drift acceleration of electrons. *Publications of The Astronomical Society of Australia PUBL ASTRON SOC AUSTRALIA*, 18, 361-373. doi: 10.1071/AS01047
- Balogh, A., Schwartz, S. J., Bale, S. D., Balikhin, M. A., Burgess, D., Horbury, T. S., Walker, S. N. (2005). Cluster at the bow shock: Introduction. *Space Science Reviews*, 118 (1-4), 155-160. doi: 10.1007/s11214-005-3826-1
- Balogh, A., y Treumann, R. A. (2013). *Physics of Collisionless Shocks* (Vol. 12). doi: 10.1007/978-1-4614-6099-2

- Biskamp, D. (1984). Anomalous resistivity and viscosity due to small-scale magnetic turbulence. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 26 (1B), 311–319. doi: 10.1088/0741-3335/26/1b/004
- Blanc, M., Kallenbach, R., y Erkaev, N. V. (2005). Solar System Magnetospheres. *Space Science Reviews*, 116 (1-2), 227-298. doi: 10.1007/s11214-005-1958-y
- Blanco-Cano, X. (2010). Bow Shocks In The Solar Wind: Lessons Towards Understanding Interplanetary Shocks. En M. Maksimovic, K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, y F. Pantellini (Eds.), *Twelfth international solar wind conference* (Vol. 1216, p. 459-465). doi: 10.1063/1.3395903
- Blanco-Cano, X., Kajdič, P., Omidi, N., y Russell, C. T. (2011). Foreshock cavitons for different interplanetary magnetic field geometries: Simulations and observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116 (A9). doi: 10.1029/2010JA016413
- Büchner, J., y Elkina, N. (2005). Vlasov Code Simulation of Anomalous Resistivity. 121 (1-4), 237-252. doi: 10.1007/s11214-006-6542-6
- Burgess, D. (1987). Shock drift acceleration at low energies. *Journal of Geophysical Research*, 92 (A2), 1119-1130. doi: 10.1029/JA092iA02p01119
- Burgess, D., y Scholer, M. (2015). *Collisionless Shocks in Space Plasmas*.
- Dmitriev, A. V., y Suvorova, A. V. (2012). Traveling magnetopause distortion related to a large-scale magnetosheath plasma jet: THEMIS and ground based observations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 117 (A8), A08217. doi: 10.1029/2011JA016861
- Dmitriev, A. V., y Suvorova, A. V. (2015). Large-scale jets in the magnetosheath and plasma penetration across the magnetopause: THEMIS observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120 (6), 4423-4437. doi: <https://doi.org/10.1002/2014JA020953>
- Eastwood, J., Lucek, E., Mazelle, C., Meziane, K., Narita, Y., Pickett, J., y Treumann, R. (2005). The foreshock. *Space Sci. Res.*, 118, 41-94. doi: 10.1007/s11214-005-3824-3
- Fairfield, D. H. (1971). Average and unusual locations of the Earth's magnetopause and bow shock. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 76 (28), 6700-6716. doi: <https://doi.org/10.1029/JA076i028p06700>
- Fairfield, D. H. (1991). Solar wind control of the size and shape of the magnetosphere. *Journal of geomagnetism and geoelectricity*, 43 (Supplement1), 117-127. doi: 10.5636/jgg.43.Supplement1_117

- Farris, M. H., Russell, C. T., y Thomsen, M. F. (1993). Magnetic structure of the low beta, quasi-perpendicular shock, *98* (A9), 15285-15294. doi: 10.1029/93JA00958
- Feldman, U., Schühle, U., Widing, K. G., y Laming, J. M. (1998). Coronal Composition above the Solar Equator and the North Pole as Determined from Spectra Acquired by the SUMER Instrument on SOHO. *The Astrophysical Journal*, *505* (2), 999-1006. doi: 10.1086/306195
- Fermi, E. (1949). On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, *75*, 1169– 1174. doi:10.1103/PhysRev.75.1169
- Forsyth, B. (2001). Ulysses and the reversal of the solar magnetic field. Retrieved from Imperial College of London: <http://www.sp.ph.ic.ac.uk/~forsyth/reversal>.
- Giacalone, J., Armstrong, T. P., y Decker, R. B. (1991). Effect of magnetic overshoot on shock drift acceleration. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *96* (A3), 3621-3626. doi: 10.1029/90JA01627
- Gingell, I., Schwartz, S. J., Burgess, D., Johlander, A., Russell, C. T., Burch, J. L., Wilder, F. (2017). MMS Observations and Hybrid Simulations of Surface Ripples at a Marginally Quasi-Parallel Shock. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *122* (11), 11,003-11,017. doi: 10.1002/2017JA024538
- Gunell, H., Stenberg Wieser, G., Mella, M., Maggiolo, R., Nilsson, H., Darrouzet, F., Hamrin, M., Karlsson, T., Brenning, N., De Keyser, J., André, M., y Dandouras, I. (2014). Waves in high-speed plasmoids in the magnetosheath and at the magnetopause. *Annales Geophysicae*, *32* (8), 991-1009. doi: 10.5194/angeo-32-991-2014
- Gutynska, O., Sibeck, D. G., y Omid, N. (2015). Magnetosheath plasma structures and their relation to foreshock processes. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *120* (9), 7687-7697. doi: 10.1002/2014JA020880
- Hada, T., Oonishi, M., Lembège, B., y Savoini, P. (2003). Shock front nonstationarity of supercritical perpendicular shocks. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *108* (A6). doi: <https://doi.org/10.1029/2002JA009339>
- Hao, Y., Gao, X., Lu, Q., Huang, C., Wang, R., y Wang, S. (2017). Reformation of rippled quasi-parallel shocks: 2-D hybrid simulations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, *122*(6), 6385-6396. doi: <https://doi.org/10.1002/2017JA02423>

- Hietala, H., Laitinen, T. V., Andréevová, K., Vainio, R., Vaivads, A., Palmroth, M., Rème, H. (2009). Supermagnetosonic Jets behind a Collisionless Quasiparallel Shock. *Physical Review Letters*, 103 (24), 245001. doi: 10.1103/PhysRevLett.103.245001
- Hietala, H., Partamies, N., Laitinen, T. V., Clausen, L. B. N., Facskó, G., Vaivads, A., Lucek, E. A. (2012). Supermagnetosonic subsolar magnetosheath jets and their effects: from the solar wind to the ionospheric convection. *Annales Geophysicae*, 30 (1), 33-48. doi: 10.5194/angeo-30-33-2012
- Hietala, H., y Plaschke, F. (2013). On the generation of magnetosheath high-speed jets by bow shock ripples. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 118 (11), 7237-7245. doi: 10.1002/2013JA019172
- Johlender, A., Schwartz, S. J., Vaivads, A., Khotyaintsev, Y. V., Gingell, I., Peng, I. B., Burch, J. L. (2016). Rippled Quasiperpendicular Shock Observed by the Magnetospheric Multiscale Spacecraft. *Physical Review Letters*, 117 (16), 165101. doi: 10.1103/PhysRevLett.117.165101
- Kajdič, P., Hietala, H., y Blanco-Cano, X. (2017). Different types of ion populations upstream of the 2013 October 8 interplanetary shock. *The Astrophysical Journal*, 849 (2), L27. doi: 10.3847/2041-8213/aa94c6
- Kajdič, P., Pfau-Kempf, Y., Turc, L., Dimmock, A. P., Palmroth, M., Takahashi, K., y Burgess, D. (2021a). ULF wave transmission across collisionless shocks: 2.5 D local hybrid simulations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 126 (11), e2021JA029283
- Kajdič, P., Raptis, S., Blanco-Cano, X., y Karlsson, T. (2021b). Causes of jets in the quasi-perpendicular magnetosheath. *Geophysical Research Letters*, 48 (13), e2021GL093173. doi: <https://doi.org/10.1029/2021GL093173>
- Kallenbach, R., Bamert, K., y Hilchenbach, M. (2007). Isotopic Composition of the Solar Wind Inferred from In-Situ Spacecraft Measurements. *Space Science Reviews*, 130 (1-4), 173-182. doi: 10.1007/s11214-007-9216-0
- Karlsson, T., Brenning, N., Nilsson, H., Trotignon, J. G., Vallières, X., y Facsko, G. (2012). Localized density enhancements in the magnetosheath: Three dimensional morphology and possible importance for impulsive penetration. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 117 (A3), A03227. doi: 10.1029/2011JA017059

- Karlsson, T., Kullen, A., Liljeblad, E., Brenning, N., Nilsson, H., Gunell, H., y Hamrin, M. (2015). On the origin of magnetosheath plasmoids and their relation to magnetosheath jets. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 120 (9), 7390-7403. doi: 10.1002/2015JA021487
- Kivelson, M. G., y Russell, C. T. (1995). *Introduction to Space Physics*.
- Klein, K. G., y Vech, D. (2019). Solar wind plasma parameter distributions at 1 AU. *Research Notes of the AAS*, 3(7), 107. doi: 10.3847/2515-5172/ab3465
- Koval, A., y Szabo, A. (2010). Multispacecraft observations of interplanetary shock shapes on the scales of the Earth's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 115 (A12), A12105. doi: 10.1029/2010JA015373
- Lembege, B., y Dawson, J. M. (1987). Selfconsistent study of a perpendicular collisionless and nonresistive shock. *Physics of Fluids*, 30 (6), 1767-1788. doi: 10.1063/1.866191
- Liu, T. Z., Hietala, H., Angelopoulos, V., Omelchenko, Y., Vainio, R., y Plaschke, F. (2020). Statistical Study of Magnetosheath Jet Driven Bow Waves. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 125 (7), e27710. doi: 10.1029/2019JA027710
- Lucek, E. A., Constantinescu, D., Goldstein, M. L., Pickett, J., Pinçon, J. L., Sahraoui, F., Walker, S. N. (2005). The Magnetosheath. 118 (1-4), 95-152. doi: 10.1007/s11214-005-3825-2
- Mazelle, C., y Lembège, B. (2021). Evidence of the nonstationarity of the terrestrial bow shock from multi-spacecraft observations: methodology, results, and quantitative comparison with particle in cell (PIC) simulations. *Annales Geophysicae*, 39 (4), 571-598. doi: 10.5194/angeo-39-571-2021
- Meziane, K., Mazelle, C., Lin, R. P., LeQuéau, D., Larson, D. E., Parks, G. K., y Lepping, R. P. (2001). Three dimensional observations of gyrating ion distributions far upstream from the Earth's bow shock and their association with low-frequency waves. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106 (A4), 5731-5742. doi: <https://doi.org/10.1029/2000JA900079>
- Narita, Y., Plaschke, F., y Vörös, Z. (2021). The magnetosheath. En *Magnetospheres in the solar system* (p. 137-152). American Geophysical Union (AGU). doi: <https://doi.org/10.1002/9781119815624.ch9>
- Neugebauer, M., y Snyder, C. W. (1962). Solar Plasma Experiment. *Science*, 138 (3545), 1095-1097. doi: 10.1126/science.138.3545.1095-a
- Newbury, J. A., Russell, C. T., y Gedalin, M. (1998). The ramp widths of high mach number, quasi-perpendicular collisionless shocks. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 103 (A12), 29581-29593. doi: <https://doi.org/10.1029/1998JA900024>

- Němeček, Z., Šafránková, J., Přech, L., Sibeck, D. G., Kokubun, S., y Mukai, T. (1998). Transient flux enhancements in the magnetosheath. *Geophysical Research Letters*, 25 (8), 1273-1276. doi: 10.1029/98GL50873
- Omidi, N., Sibeck, D., Blanco-Cano, X., Rojas-Castillo, D., Turner, D., Zhang, H., y Kajdič, P. (2013). Dynamics of the foreshock compressional boundary and its connection to foreshock cavities. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118 (2), 823-831. doi: <https://doi.org/10.1002/jgra.50146>
- Palmroth, M., Raptis, S., Suni, J., Karlsson, T., Turc, L., Johlander, A., Osmane, A. (2021). Magnetosheath jet evolution as a function of lifetime: global hybrid-Vlasov simulations compared to MMS observations. *Annales Geophysicae*, 39, 289-308. doi: 10.5194/angeo-39-289-202
- Plaschke, F., y Hietala, H. (2018). Plasma flow patterns in and around magnetosheath jets. *Annales Geophysicae*, 36(3), 695–703. doi: 10.5194/angeo-36-695-2018
- Plaschke, F., Hietala, H., y Angelopoulos, V. (2013). Anti-sunward high-speed jets in the subsolar magnetosheath. *Annales Geophysicae*, 31(10), 1877-1889. doi: 10.5194/angeo-31-1877-2013
- Plaschke, F., Hietala, H., Angelopoulos, V., y Nakamura, R. (2016). Geoeffective jets impacting the magnetopause are very common. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 121 (4), 3240-3253. doi: 10.1002/2016JA022534
- Plaschke, F., Hietala, H., Archer, M., Blanco-Cano, X., Kajdič, P., Karlsson, T., Sibeck, D. (2018). Jets Downstream of Collisionless Shocks. *Space Science Reviews*, 214 (5), 81. doi: 10.1007/s11214-018-0516-3
- Plaschke, F., Hietala, H., y Vörös, Z. (2020). Scale Sizes of Magnetosheath Jets. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 125 (9), e27962. doi: 10.1029/2020JA027962
- Preisser, L., Blanco-Cano, X., Kajdič, P., Burgess, D., y Trotta, D. (2020). Magnetosheath jets and plasmoids: Characteristics and formation mechanisms from hybrid simulations. *Geophysical Research Letters*, 900 (1), L6. doi: 10.3847/2041-8213/abad2b
- Pulupa, M., y Bale, S. D. (2008). Structure on interplanetary shock fronts: Type II radio burst source regions. *The Astrophysical Journal*, 676 (2), 1330.

- Raptis, S., Aminalragia-Giamini, S., Karlsson, T., y Lindberg, M. (2020). Classification of Magnetosheath Jets Using Neural Networks and High Resolution OMNI(HRO) Data. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 7, 24. doi: 10.3389/fspas.2020.00024
- Russell, C., y Alexander, C. (1984). Multiple spacecraft observations of interplanetary shocks: Shock-normal oscillations and their effects. *Advances in Space Research*, 4 (2), 277, 282. doi: [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(84\)90321-1](https://doi.org/10.1016/0273-1177(84)90321-1)
- Russell, C., y Farris, M. (1995). Ultra low frequency waves at the Earth's bow shock. *Advances in Space Research*, 15(8), 285-296. (Proceedings of the D2.1 Symposium of COSPAR Scientific Commission D) doi: [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(94\)00108-D](https://doi.org/10.1016/0273-1177(94)00108-D)
- Russell, C. T., y Greenstadt, E. W. (1979). Initial ISEE Magnetometer Results: Shock Observation [Article published in the Special issues: Advances in Magnetospheric Physics with GEOS- 1 and ISEE - 1 and 2. (Proceedings of the 13th ESLAB Symposium, innsbruck, 1978. pp. 3-133)]. *Space Science Reviews*, 23 (1), 3-37. doi: 10.1007/BF00174109
- Schwartz, S. J., y Burgess, D. (1991). Quasi-parallel shocks: A patchwork of three dimensional structures. *Geophysical Research Letters*, 18 (3), 373-376. doi: 10.1029/91GL00138
- Schwartz, S. J., Burgess, D., y Moses, J. J. (1996). Low-frequency waves in the Earth's magnetosheath: present status. *Annales Geophysicae*, 14(11), 1134-1150. doi: 10.1007/s00585-996-1134-z
- Sckopke, N., Paschmann, G., Bame, S. J., Gosling, J. T., y Russell, C. T. (1983). Evolution of ion distributions across the nearly perpendicular bow shock: Specularly and non specularly reflected-gyrating ions. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 88 (A8),6121-6136. doi: <https://doi.org/10.1029/JA088iA08p06121>
- Scudder, J. D., Mangeney, A., Lacombe, C., Harvey, C. C., Wu, C. S., y Anderson, R. R. (1986). The resolved layer of a collisionless, high β , supercritical, quasi-perpendicular shock wave, 3. Vlasov electrodynamics., 91 (A10), 11075-11098. doi: 10.1029/JA091iA10p11075
- Shue, J.H., Chao, J.-K., Song, P., McFadden, J. P., Suvorova, A., Angelopoulos, V., Plaschke, F. (2009). Anomalous magnetosheath flows and distorted subsolar magnetopause for radial interplanetary magnetic fields. *Geophysical Research Letters*, 36 (18). doi: 10.1029/2009GL039842

- Spreiter, J. R., y Stahara, S. S. (1983). *Magnetohydrodynamic and gasdynamic theories for planetary bow waves*.
- Spreiter, J. R., Summers, A. L., y Alksne, A. Y. (1966). Hydromagnetic flow around the magnetosphere. *Planetary and Space Science*, 14 (3), 223-253.
doi: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(66\)90124-3](https://doi.org/10.1016/0032-0633(66)90124-3)
- Suess, S. T., Phillips, J. L., McComas, D. J., Goldstein, B. E., Neugebauer, M., y Nerney, S. (1998). The Solar Wind - Inner Heliosphere. *Space Science Reviews*, 83, 75-86.
- Sundberg, T., Haynes, C. T., Burgess, D., y Mazelle, C. X. (2016). ION ACCELERATION AT THE QUASI-PARALLEL BOW SHOCK: DECODING THE SIGNATURE OF INJECTION. *The Astrophysical Journal*, 820 (1), 21. doi: 10.3847/0004-637x/820/1/21
- Szabo, A. (2005). Multispacecraft observations of interplanetary shocks. *AIP Conference Proceedings*, 781 (1), 37-41. doi: 10.1063/1.2032672
- Szabo, A., Lepping, R. P., Merka, J., Smith, C. W., y Skoug, R. M. (2001). The evolution of interplanetary shocks driven by magnetic cloud. En B. Battrock (Ed.), *Solar encounter* (Vol. ESA SP-493, pp. 383–387). ESA Publications Division.
- Szabo, A., Smith, C. W., y Skoug, R. M. (2003). The transition of interplanetary shocks through the magnetosheath. *AIP Conference Proceedings*, 679 (1), 782-785. doi: 10.1063/1.1618709
- Tinoco-Arenas, A., Kajdič, P., Preisser, L., Blanco-Cano, X., Trotta, D., y Burgess, D. (2022). Parametric study of magnetosheath jets in 2D local hybrid simulations. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 9. doi: 10.3389/fspas.2022.793195
- Treumann, R. A., y Jaroschek, C. H. (2008). Fundamentals of non-relativistic collisionless shock physics: II. Basic equations and models. *ARXIV [astro-ph]*, 0805.2162v1.
- Tsurutani, B. T., y Rodriguez, P. (1981). Upstream waves and particles. An overview of ISEE results. 86, 4317. doi: 10.1029/JA086iA06p04317
- Tsurutani, B. T., Thorne, R. M., Smith, E. J., Gosling, J. T., y Matsumoto, H. (1987). Steepened magnetosonic waves at comet giacobinizer. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 92 (A10), 11074-11082. doi: <https://doi.org/10.1029/JA092iA10p11074>
- von Althaus, S., Pokhotelov, D., Kempf, Y., Hoilijoki, S., Honkonen, I., Sandroos, A., y Palmroth, M. (2014). Vlasiator: First global hybrid-Vlasov simulations of Earth's foreshock and magnetosheath. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 120, 24-35. doi: 10.1016/j.jastp.2014.08.012

- Wang, B., Nishimura, Y., Hietala, H., Lyons, L., Angelopoulos, V., Plaschke, F., Ebihara, Y. y Weather wax, A. (2018). Impacts of magnetosheath high-speed jets on the magnetosphere and ionosphere measured by optical imaging and satellite observations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123(6), 4879-4894. doi: 10.1029/2017JA024954
- Winske, D., y Leroy, M. (1985). Hybrid simulation techniques applied to the Earth's bow shock. doi: 10.1007/978-94-009-5321-5_10
- Winske, D., Yin, L., Omidi, N., Karimabadi, H., y Quest, K. (2008). Hybrid simulation codes: Past, present and future a tutorial. En (Vol. 615, p. 136-165). doi: 10.1007/3-540-36530-3_8

Declaración

“Declaro conocer el Código de Ética de la Universidad Nacional Autónoma de México, plasmado en la Legislación Universitaria. Con base en las definiciones de integridad y honestidad ahí especificadas, aseguro mediante mi firma al calce que el presente trabajo es original y enteramente de mi autoría. Todas las citas de, o referencias a, las obras de otros autores aparecen debida y adecuadamente señaladas, así como acreditadas mediante los recursos editoriales convencionales.”

Arturo Tinoco Arenas