

46



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

EL CHOQUE TERRESTRE Y ONDAS EN EL ANTECHOQUE

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A :

JULIO CESAR RAMIREZ VELEZ

DIRECTORA DE TESIS: XOCHITL G. BLANCO CANO



MEXICO, D.F.



2002

TESIS CON FALLA DE ORIGEN

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. EN C. ELENA DE OTEYZA DE OTEYZA
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:
"El Choque Terrestre y Ondas en la Región del Anteochoque"

realizado por RAMIREZ VELEZ JULIO CESAR

con número de cuenta 9553435-7 , quién cubrió los créditos de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

DRA. XOCHITL BLANCO CANO

Propietario

DR. JOSE JULIO EMILIO HERRERA VELAZQUEZ

Propietario

DR. ROMAN PEREZ ENRIQUEZ

Suplente

DR. JULIO JAVIER MARTINELL BENITO

Suplente

DR. ALEJANDRO LARA

Consejo Departamental de Física

DRA. PATRICIA GOLDSTEIN-MENACHE
Coordinadora de Licenciatura de CIENCIAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**Ofrecido a mi padre y a mi madre,
Juan Manuel y María Elena.
Gracias por todo.**

Resumen.

En esta Tesis se estudian los tres distintos tipos de ondas de período de tres segundos que existen en el anteochoque terrestre: Las Aisladas, las Superpuestas y las Irregulares. Para entrar en materia de estudio es preciso hacer una descripción de los conceptos físicos y de las herramientas matemáticas que se emplean a lo largo de este trabajo. Por lo cual, el primer capítulo versa sobre teoría de plasmas. En el segundo capítulo se describe la interacción del viento solar con la Tierra. En el tercer capítulo se describen los choques espaciales haciendo énfasis en la descripción del choque terrestre en su región cuasiperpendicular. La región del anteochoque terrestre que se forma en la región cuasiparalela está descrita en el cuarto capítulo. En el quinto capítulo se comienza con el estudio de ondas que existen en el anteochoque terrestre y se describen los modos más comunes que existen en esta región. En el sexto capítulo es en donde se estudian las ondas de tres segundos, haciendo análisis de sus amplitudes, ángulos de propagación, distancia al choque de proa y descripción del campo magnético asociado. El resultado más destacable es, que cada tipo de onda de tres segundos tiene asociado una región espacial bien definida en el anteochoque terrestre. El séptimo capítulo estudia las propiedades de las ondas de baja y alta frecuencia asociadas a los registros de las ondas Superpuestas. Se destaca, que las ondas de baja frecuencia son muy poco compresivas al igual que las ondas de alta frecuencia, sin embargo, en regiones en donde coexisten ambos tipo de frecuencias, la compresibilidad aumenta. El capítulo octavo trata de la teoría de inestabilidades, y busca las causas que generan las ondas de baja frecuencia estudiadas en el capítulo séptimo. Se ha encontrado que los iones asociados a ondas de baja frecuencia, son de tipo alineados al campo en su mayoría, y que las ondas son de polarización derecha en el marco de referencia del plasma. Finalmente, un resumen de los todos los resultados de los capítulos de investigación, se realiza en el capítulo nueve. .

Indice General

1	Teoría de Plasmas	9
1.1	Introducción	9
1.2	Teorías de plasma	10
1.2.1	Dinámica de una partícula	10
1.2.2	Teoría Magnetohidrodinámica (MHD)	11
1.2.3	Teoría Cinética (TC)	13
2	Interacción del viento solar con la Tierra	19
2.1	Introducción	19
2.2	Modelo de Parker del viento solar	19
2.3	Propiedades del viento solar	21
3	Generalidades de un choque	25
3.1	Introducción	25
3.2	Choques espaciales dentro del Sistema Solar	26
3.3	El choque terrestre	28
3.4	El choque en la región cuasiperpendicular	31
3.4.1	Introducción	31
3.4.2	Simulaciones numéricas	31
3.4.3	Escalas de un choque	32
3.4.4	Perfil del campo magnético	32
4	El antechoque terrestre	39
4.1	Introducción	39
4.2	El antechoque de iones	39
4.2.1	Distribuciones de iones	40
4.2.2	Procesos de reflexión y filtración de iones	42
4.2.3	Ondas en el antechoque de iones	43
5	Ondas en el antechoque terrestre	47
5.1	Introducción	47
5.2	Datos de naves espaciales	47
5.3	Ondas en el antechoque	48
5.3.1	Ondas de 1 Hz	48

5.3.2	Ondas Sinusoidales de 30 segundos	50
5.3.3	Ondas de periodo ~ 3 segundos	51
5.3.4	Tratamientos MHD y Teoría Cinética	51
6	Análisis de ondas de tres segundos	55
6.1	Introducción	55
6.2	POSICIÓN DE LAS ONDAS	57
6.2.1	DISTANCIA AL CHOQUE DE PROA	58
6.2.2	DESCRIPCIÓN DE LAS POSICIONES	59
6.3	AMPLITUD DE LAS ONDAS	60
6.4	CAMPO MAGNÉTICO	60
6.5	ÁNGULO θ_{Bn} y DISTANCIA A LO LARGO DEL CAMPO MAGNÉTICO	62
7	Análisis de ondas de baja frecuencia asociadas a ondas Superpuestas	65
7.1	Introducción	65
7.2	Desarrollo del análisis	68
7.3	Resultados Promedio	81
8	Asociación de iones a ondas de baja frecuencia	83
8.1	Introducción	83
8.2	Teoría de inestabilidades asociadas a iones	83
8.2.1	Iones supertérmicos	84
8.2.2	Fluctuaciones, Ondas e Inestabilidades	84
8.2.3	Ondas que generan las inestabilidades ión/ión	85
8.3	Registros de iones asociados	88
8.4	Identificadores de ondas e inestabilidades	91
8.5	Discusión de resultados	94
9	Comentarios y conclusiones	97
9.1	Introducción	97
9.2	Resumen de los Resultados Generales	97
9.3	Resultados del desarrollo de la Tesis	99
9.4	Epiflogo	103

Indice de Figuras

1.1	(a) Deriva debida a la presencia de \vec{E} , \vec{B} . Adaptada de <i>Russell, (1987)</i> . (b) Trayectorias espirales de las partículas alrededor de las líneas del campo magnético. Adaptada de <i>Alonso et al., (1967)</i>	11
1.2	Sumario de trayectorias de partículas en distintas condiciones. Adaptada de <i>Kallenrode, (1998)</i>	11
1.3	Funciones de distribución de Maxwell clásicas en una dimensión. Adaptada de <i>Kivelson, (1995)</i>	16
2.1	Familia de soluciones a la ecuación (2.1). Distancia en radios solares versus energía interna. Adaptada de <i>Axford, (1966)</i>	20
2.2	Esquematación de la heliosfera. Obsérvese que el lado izquierdo de la imagen representa la dirección de desplazamiento del Sol y es más corto que el derecho. Adaptada de http://helios.gsfc.nasa.gov/heliosphere.html	22
2.3	Espiral que forman las líneas del campo magnético. Adaptada de <i>Parker, (1963)</i>	23
3.1	Registro típico de un choque interplanetario del viento solar hecho por la nave <i>ISEE 3</i> . Cambios drásticos en las magnitudes de velocidad, densidad, temperatura protónica y electrónica, intensidad del campo magnético y presión, respectivamente. Adaptada de <i>Hundhausen, (1995)</i> . 27	
3.2	Orientación del ángulo θ_{Bn} . Un choque se considera cuasiparalelo si $\theta_{Bn} < 45$ grados; será cuasiperpendicular si $\theta_{Bn} > 45$ grados. Adaptada de <i>Burgess, (1995)</i>	28
3.3	Esquematación del antechoque. La línea punteada en la que se leen las siglas F. H. A. representa la frontera de los haces alineados. Adaptada de <i>Bingham, (1995)</i>	29
3.4	Choque terrestre. (a) Magnetosfera de la Tierra con representación de las líneas del campo magnético. V_{vs} es la velocidad del viento solar y V_s es la velocidad del sonido. (b) Corte horizontal del choque terrestre en el plano eclíptico. Adaptada de <i>Bryant, (1995)</i>	30

3.5	Registro de un choque cercano a la perpendicularidad. Densidad en (cm^{-3}), temperatura en ($^{\circ}K$) donde la línea punteada corresponde a T_p y la línea sólida corresponde a T_e , velocidad en (km/s), presión en ($nN m^{-2}$), magnitud del campo magnético en (nT) y el ángulo θ_{Bn} en (grados). Adaptada de <i>Sckope et al., (1983)</i>	34
3.6	En estas gráficas se resaltan los paneles primero, cuarto y sexto de la figura 3.5. Adaptada de <i>Burgess, (1995)</i>	35
3.7	Esquematzación de las órbitas y trayectorias de iones en su encuentro con el choque. Adaptada de <i>Bingham, (1995)</i>	36
3.8	De arriba hacia abajo comportamientos de: magnitud máxima del campo magnético normalizado con la magnitud del campo río abajo, potencial normalizado con respecto a la energía cinética iónica río arriba ($m_i V_1^2/2$) y número de partículas reflejadas (α) respectivamente. Adaptada de <i>Leroy et al., (1982)</i>	37
4.1	Esquematzación del antechoque. La línea punteada en la que se leen las siglas F. H. A. representa la frontera de los haces alineados. Adaptada de <i>Bingham, (1995)</i>	40
4.2	Ejemplos de distribuciones de iones supertérmicos. A la izquierda, gráficas de conteo de las partículas en forma de relieve en un espacio-fase de dos dimensiones; la parte central y más alta en cada relieve corresponde a la distribución principal (viento solar ambiente), mientras que la distribución lateral y menos alta corresponde a los iones supertérmicos. A la derecha, para las mismas tres distribuciones se tienen contornos de isodensidad en el mismo espacio-fase; la flecha representa la proyección del campo magnético CMI en el plano de la eclíptica. Adaptada de <i>Paschman et al., (1981)</i>	41
4.3	(a) Región propuesta para la cual existe filtración de iones, (b) Región propuesta para los iones que son reflejados especularmente y (c) Fronteras de haces alineados y difusos. Adaptada de <i>Greenstadt, (1985)</i>	44
4.4	Esquematzación del desarrollo de la interacción entre los iones supertérmicos y las ondas de baja frecuencia con el viento solar incidente. Adaptada de <i>Greenstadt, (1985)</i>	45
5.1	Representación de las trayectorias para algunas de las naves que han obtenido registros del antechoque. Adaptada de <i>Greenstadt et al., (1995)</i>	48
5.2	Clasificación de las Ondas FUB. Adaptada de <i>Greenstadt et al., (1995)</i>	49
5.3	Regla de la mano derecha en un plano XY. La rotación en sentido contrario a las manecillas del reloj es positiva (derecha).	50
5.4	Comportamientos de los modos característicos de propagación de ondas para MHD y T.C. Adaptada de <i>Krauss-Varban et al., (1994)</i>	53

6.1	Registro típico de una componente del campo magnético, en este caso B_y , para cada tipo de onda de tres segundos. El intervalo temporal es de 10 minutos para los tres páneces.	56
6.2	Posiciones en el plano XY y en el plano XZ, en coordenadas GSE, para las ondas de tres segundos.	57
6.3	Distancia a la nariz del choque contra amplitud normalizada.	59
6.4	Proyecciones del campo magnético en los planos XY, XZ.	61
6.5	Distancia al choque de proa contra ángulo θ_{Bn}	62
6.6	Distancia al choque contra distancia a lo largo del campo magnético interplanetario (CMI).	63
7.1	Ejemplo de un hodograma para el caso del 22 de Noviembre de 1977 en el intervalo 00:44:25-00:44:40.	66
7.2	Espectro de frecuencias para el caso del 22 de Noviembre de 1977 en el intervalo 00:44:25-00:44:40. Nótese que $f_{max} \sim 0.5 Hz$ tiene asociado un pico.	67
7.3	Registro con poca presencia de ondas de alta frecuencia.	69
7.4	Registro con ondas de baja y alta frecuencia.	69
7.5	Comportamiento de campo magnético el 31 de Octubre de 1977 en el intervalo de las 17:00:00 a las 17:10:00 horas. La onda de tres segundos tipo superpuesta está de 17:08:50-17:09:20.	70
7.6	Comportamiento de campo magnético el 22 de Noviembre de 1977 en el intervalo de las 00:40:00 a las 00:50:00 horas. Las 3 ondas superpuestas están de: i)00:42:50-00:43:15, ii)00:43:30-00:43:50, iii)00:44:25-00:44:40	72
7.7	Comportamiento de campo magnético el 7 de Septiembre de 1979a en el intervalo de las 19:55:00 a las 20:05:00 horas.	74
7.8	Comportamiento de campo magnético el 7 de Septiembre de 1979c en el intervalo de las 23:40:00 a las 23:50:00 horas.	76
7.9	Comportamiento de campo magnético el 7 de Septiembre de 1979d en el intervalo de las 23:50:00 a las 23:59:59 horas.	78
7.10	Espectro de frecuencias del 07 de Septiembre de 1979d en el intervalo de las 23:53:35 a las 23:55:10 horas.	79
8.1	Distribuciones tipo Maxwell para un núcleo (viento solar) y un haz de partículas supertérmicas (iones reflejados). La interacción entre ambas puede generar ondas, es decir ser una fuente de energía libre. Adaptada de <i>Gary, 1993</i>	84
8.2	Ilustración de distribuciones tipo Maxwell; una para la componente fría (viento solar) y una para la caliente (iones difusos). Adaptada de <i>Gary, 1993</i>	86
8.3	Registros para el caso Nov 22 77.	88
8.4	Registros para el caso Sep 07 79a.	89
8.5	Registros para el caso Sep 07 79c.	90

8.6 Comparación de los valores observados de los identificadores con los valores teóricos de la inestabilidad Derecha Resonante fría. Las marcas con punto corresponden a regiones "limpias" y las marcas en cruz corresponden a regiones "mezcladas". 93

9.1 Ilustración de las 4 naves que conforman la misión CLUSTER. 105

Indice de Tablas

2.1	Propiedades de vientos espaciales	22
4.1	Propiedades promediadas de tipos de distribuciones supertérmicas. . . .	42
7.1	Propiedades de las ondas del 31 Oct 1977	70
7.2	Propiedades de las ondas del 22 Nov 1977.	72
7.3	Propiedades de las ondas del 7 Sep 1979a.	74
7.4	Propiedades de las ondas del 7 Sep 1979c.	76
7.5	Propiedades de las ondas del 7 Sep 1979d.	78
7.6	Propiedades promedio de las distintas regiones	81
8.1	Polarización en cada marco de referencia	86
8.2	Valores de los identificadores	92

101	102	103	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118	119	120	121	122	123	124	125	126	127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137	138	139	140	141	142	143	144	145	146	147	148	149	150	151	152	153	154	155	156	157	158	159	160	161	162	163	164	165	166	167	168	169	170	171	172	173	174	175	176	177	178	179	180	181	182	183	184	185	186	187	188	189	190	191	192	193	194	195	196	197	198	199	200	201	202	203	204	205	206	207	208	209	210	211	212	213	214	215	216	217	218	219	220	221	222	223	224	225	226	227	228	229	230	231	232	233	234	235	236	237	238	239	240	241	242	243	244	245	246	247	248	249	250	251	252	253	254	255	256	257	258	259	260	261	262	263	264	265	266	267	268	269	270	271	272	273	274	275	276	277	278	279	280	281	282	283	284	285	286	287	288	289	290	291	292	293	294	295	296	297	298	299	300	301	302	303	304	305	306	307	308	309	310	311	312	313	314	315	316	317	318	319	320	321	322	323	324	325	326	327	328	329	330	331	332	333	334	335	336	337	338	339	340	341	342	343	344	345	346	347	348	349	350	351	352	353	354	355	356	357	358	359	360	361	362	363	364	365	366	367	368	369	370	371	372	373	374	375	376	377	378	379	380	381	382	383	384	385	386	387	388	389	390	391	392	393	394	395	396	397	398	399	400	401	402	403	404	405	406	407	408	409	410	411	412	413	414	415	416	417	418	419	420	421	422	423	424	425	426	427	428	429	430	431	432	433	434	435	436	437	438	439	440	441	442	443	444	445	446	447	448	449	450	451	452	453	454	455	456	457	458	459	460	461	462	463	464	465	466	467	468	469	470	471	472	473	474	475	476	477	478	479	480	481	482	483	484	485	486	487	488	489	490	491	492	493	494	495	496	497	498	499	500	501	502	503	504	505	506	507	508	509	510	511	512	513	514	515	516	517	518	519	520	521	522	523	524	525	526	527	528	529	530	531	532	533	534	535	536	537	538	539	540	541	542	543	544	545	546	547	548	549	550	551	552	553	554	555	556	557	558	559	560	561	562	563	564	565	566	567	568	569	570	571	572	573	574	575	576	577	578	579	580	581	582	583	584	585	586	587	588	589	590	591	592	593	594	595	596	597	598	599	600	601	602	603	604	605	606	607	608	609	610	611	612	613	614	615	616	617	618	619	620	621	622	623	624	625	626	627	628	629	630	631	632	633	634	635	636	637	638	639	640	641	642	643	644	645	646	647	648	649	650	651	652	653	654	655	656	657	658	659	660	661	662	663	664	665	666	667	668	669	670	671	672	673	674	675	676	677	678	679	680	681	682	683	684	685	686	687	688	689	690	691	692	693	694	695	696	697	698	699	700	701	702	703	704	705	706	707	708	709	710	711	712	713	714	715	716	717	718	719	720	721	722	723	724	725	726	727	728	729	730	731	732	733	734	735	736	737	738	739	740	741	742	743	744	745	746	747	748	749	750	751	752	753	754	755	756	757	758	759	760	761	762	763	764	765	766	767	768	769	770	771	772	773	774	775	776	777	778	779	780	781	782	783	784	785	786	787	788	789	790	791	792	793	794	795	796	797	798	799	800	801	802	803	804	805	806	807	808	809	810	811	812	813	814	815	816	817	818	819	820	821	822	823	824	825	826	827	828	829	830	831	832	833	834	835	836	837	838	839	840	841	842	843	844	845	846	847	848	849	850	851	852	853	854	855	856	857	858	859	860	861	862	863	864	865	866	867	868	869	870	871	872	873	874	875	876	877	878	879	880	881	882	883	884	885	886	887	888	889	890	891	892	893	894	895	896	897	898	899	900	901	902	903	904	905	906	907	908	909	910	911	912	913	914	915	916	917	918	919	920	921	922	923	924	925	926	927	928	929	930	931	932	933	934	935	936	937	938	939	940	941	942	943	944	945	946	947	948	949	950	951	952	953	954	955	956	957	958	959	960	961	962	963	964	965	966	967	968	969	970	971	972	973	974	975	976	977	978	979	980	981	982	983	984	985	986	987	988	989	990	991	992	993	994	995	996	997	998	999	1000
-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	------

Capítulo 1

Teoría de Plasmas

1.1 Introducción

El plasma es un estado de la materia en el cual se encuentra la gran mayoría ($\sim 99\%$) de la materia contenida en el Universo que hasta hoy se conoce. Un plasma se considera a todo gas ionizado. El Sol, por ejemplo, está en estado plasma y parte de este plasma que escapa del campo gravitatorio solar debido a las altas temperaturas, "barre" de manera continua nuestro Sistema Solar interactuando con cada planeta de manera propia.

En particular este plasma proveniente del Sol, llamado *viento solar*, interactúa con nuestro planeta y su campo magnético, y de aquí nace justamente que este trabajo tiene como principal motivación la comprensión de algunos de los fenómenos más relevantes que se derivan de esta interacción Sol - Tierra.

Es una propiedad del viento solar ser considerado eléctricamente neutro y con una conductividad eléctrica muy alta, tal que al aplicarle una carga neta externa ésta sea cancelada por el plasma en un período de tiempo muy corto. En la mayoría de los casos se observa que el viento solar está compuesto básicamente de protones y electrones, sin embargo existen casos en los que se registra una presencia considerable de iones pesados como $+He^2$, $+O^6$.

Se han desarrollado tres teorías que describen el comportamiento de los plasmas: A) La primera teoría es el estudio de la dinámica de una partícula dentro de un plasma, B) La segunda ha sido desarrollada modelando al plasma con comportamiento como el de un fluido que responde a la presencia de los campos eléctricos y magnéticos; y C) La tercera teoría se desarrolla para colecciones de partículas descritas como funciones de distribución de densidad en un espacio fase, en donde además dichas funciones responden a la presencia de campos electromagnéticos.

Una vez enunciadas las teorías de plasmas, comienza el estudio de los fenómenos de interés para este texto. Como ejemplo, cuando el viento solar llega a la Tierra con una velocidad supersónica se genera una región de choque. Este encuentro tiene como consecuencias la disminución de velocidad del viento solar, la presencia de una región espacial de transición y otra serie de fenómenos que se discutirán más adelante de una

manera más amplia.

Con el desarrollo de la tecnología moderna se han llevado a cabo misiones espaciales que realizan mediciones del viento solar en el espacio, mediciones "in situ", corroborando o denegando las predicciones de su comportamiento.

Las misiones espaciales juegan un papel muy importante para el estudio de los plasmas astrofísicos, sirviendo algunas veces para comparar los resultados de las teorías con los datos de las naves, y en algunas otras ocasiones, para que a partir del análisis de los datos se desarrollen los modelos teóricos.

1.2 Teorías de plasma

1.2.1 Dinámica de una partícula

La dinámica de una partícula dentro de un plasma está descrita por la velocidad de la partícula y por las magnitudes de los campos eléctricos y magnéticos. Cuando una partícula cargada se mueve en presencia de estos campos, la relación que gobierna las fuerzas presentes está descrita por:

$$\vec{F} = q\vec{E} + \frac{q}{c}(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.1)$$

que se conoce como la fuerza de Lorentz.

Si el segundo término es nulo, ya sea porque $\vec{B} = 0$ ó porque $\vec{B} \parallel \vec{v}$, entonces la partícula siente una fuerza de Coulomb y tendrá un movimiento uniformemente acelerado en la dirección del campo eléctrico (\vec{E}) o en contra según sea el signo de la carga. La velocidad en dirección perpendicular al campo \vec{E} , se mantiene constante. Ahora, si en cambio el campo eléctrico es el nulo, entonces la partícula describirá un movimiento de rotación en un plano perpendicular a las líneas de campo \vec{B} , pero además tendrá un desplazamiento con velocidad constante en la dirección de \vec{B} . En otras palabras, la partícula se mueve de manera helicoidal (de hélice) alrededor de las líneas del campo magnético. Ver figura 1.1(b).

Uno de los movimientos de mayor interés ocurre cuando ninguno de los campos es nulo, pero ambos son invariantes en el tiempo y homogéneos. Si además $\vec{E} \perp \vec{B}$, entonces la partícula describe un movimiento como el mostrado en el segundo panel de la figura 1.2(a), que se conoce como *movimiento de deriva*. En este movimiento, la velocidad de deriva no depende de la carga ni de la masa de la partícula, y está dada por las magnitudes de los campos, $v_D = (\vec{E} \times \vec{B})/|B|^2$, y como consecuencia es la misma para iones y electrones.

El patrón de comportamiento del movimiento de deriva es debido a que la partícula que está girando, durante la mitad de su giro tiene una componente de velocidad paralela a \vec{E} y por tanto se acelera, mientras que en el resto del giro la partícula se frena porque la velocidad tiene una componente antiparalela a \vec{E} .

De manera similar, cuando el campo magnético es inhomogéneo, o existe un gradiente de fuerzas no eléctricas, como un campo gravitatorio, el movimiento resultante de

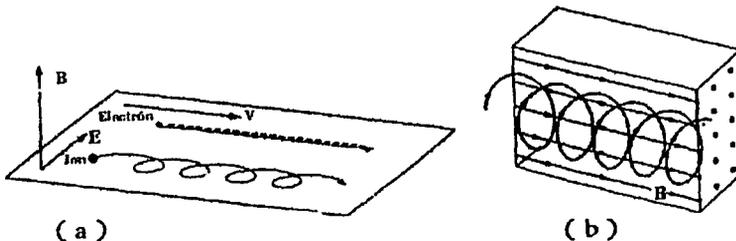


Figura 1.1: (a) Deriva debida a la presencia de \vec{E} , \vec{B} . Adaptada de *Russell, (1987)*. (b) Trayectorias espirales de las partículas alrededor de las líneas del campo magnético. Adaptada de *Alonso et al., (1967)*.

las partículas por la presencia de estas condiciones es también el de deriva. Ver figura 1.2(c,d).

	Carga		
	Positiva	Negativa	
Campo B homogéneo			(A)
Campo E homogéneo			(B)
Campo gravitatorio			(C)
B inhomogéneo ↑ grad B			(D)

Figura 1.2: Sumario de trayectorias de partículas en distintas condiciones. Adaptada de *Kallenrode, (1998)*.

En realidad existe una gran cantidad de consideraciones y resultados que se pueden hacer y obtener del estudio de la dinámica de una partícula (ver por ejemplo *Jones, (1995)*; *Mann, (1974)*), pero no es de interés para este trabajo profundizar en esta primera aproximación de tratamiento de plasmas.

1.2.2 Teoría Magnetohidrodinámica (MHD)

La segunda de las teorías que analizaremos en este texto es la magnetohidrodinámica (MHD). La importancia de MHD reside en que es la base de la descripción más "sen-

cilla" que se puede dar a un plasma en un contexto referido de *manera macroscópica*.

MHD considera al plasma con comportamiento análogo al de un fluido que posee conductividad eléctrica y que, además, responde a la presencia de campos electromagnéticos. En la teoría MHD se considera que los campos pueden ser: A) Producidos de manera externa, B) Por corrientes internas de las cargas que componen al sistema y C) Por combinaciones de ambas formas.

En el estudio de la mecánica de los fluidos (hidrodinámica), éstos son gobernados por las leyes de conservación de masa, momento y energía. La primera de estas leyes se representa por la ecuación,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{u} = 0 \quad (1.2)$$

donde ρ es la densidad y \vec{u} es la velocidad promedio del fluido. El hecho de que el lado derecho de la ecuación (1.2) sea cero, se interpreta como la ausencia de sumideros y de fuentes de masa en el sistema.

Ahora, la ecuación que se presenta a continuación relaciona el momento de las partículas con las fuerzas de los campos electromagnéticos,

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\nabla P + \vec{j} \times \vec{B} + \frac{\rho \vec{F}_g}{m} \quad (1.3)$$

en donde $\vec{j} = \sum q_\alpha \rho_\alpha \vec{u}_\alpha$ es la densidad de corriente. La sumatoria es sobre todas las especies alfa de partículas contenidas en el plasma.

La expresión $\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = \frac{d\vec{u}}{dt}$ contenida en la parte izquierda de la ecuación (1.3), es llamada la derivada convectiva de \vec{u} , que proporciona la razón de cambio de la velocidad promedio debido a variaciones de tipo espacial y de tipo explícito-temporal en la velocidad promedio del plasma.

Haciendo un análisis de la ecuación (1.3) vemos que si la derivada convectiva de \vec{u} es cero, entonces el lado derecho tiene un balance de densidad de fuerzas que actúan en el fluido. Ahora, en el lado derecho de esa misma ecuación, el último término representa la densidad de fuerzas no eléctricas (como pueden ser gradientes de gravedad).

Hasta aquí pudiese considerarse un tratamiento puramente hidrodinámico (*Faust, (1977); Roberts, (1967)*) pero antes de mostrar las ecuaciones de MHD, es necesario hacer ciertas observaciones sobre las propiedades del plasma.

Al considerar al plasma como un fluido en las ecuaciones (1.2) y (1.3) se han descrito *propiedades locales promediadas*.

Las suposiciones que se hacen en el desarrollo de las ecuaciones MHD implican que las escalas de tiempos requeridas por esta teoría (de aproximación) sean lo suficientemente largas en comparación con las escalas temporales del movimiento microscópico de las partículas. De manera análoga, otra implicación es que las escalas de longitud del sistema deben ser largas en comparación con la *longitud de Debye* (λ_D); donde λ_D es una medida de referencia espacial que nos indica la región que se ve afectada en el sistema por la presencia de una carga (es propiedad de los plasmas neutralizar cualquier

potencial en su interior a través de un reacomodo en la distribución de cargas, y la región que se ve afectada, por este reacomodo, es justamente λ_D .

Observado lo anterior, las ecuaciones de MHD son,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{u} = 0 \quad \text{continuidad de masa} \quad (1.4)$$

esta ecuación se revisó anteriormente cuando se habló de hidrodinámica.

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad \text{ley de Ampere} \quad (1.5)$$

Usualmente se emplea esta ley para el cálculo del campo magnético producido por corrientes internas.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{ley de Faraday} \quad (1.6)$$

Para un flujo magnético variante en el tiempo se asocia una fem (fuerza electromotriz) inducida; el signo menos proviene del hecho de que el sentido de la fem tiende a oponerse al cambio que la produce. En el caso de campos estáticos $\nabla \times \vec{E} = 0$.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \right) \frac{P}{\rho^\gamma} = 0 \quad \text{ecuación de estado adiabática} \quad (1.7)$$

En algunos textos se sustituye a esta ecuación por su equivalente que es la ecuación de continuidad de energía. Finalmente, la última ecuación es,

$$\sigma(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) = \vec{j} \quad \text{ley de Ohm} \quad (1.8)$$

En esta última ecuación, para un plasma sin colisiones, se asume que la *conductividad eléctrica* (σ) es de tal magnitud (infinita) que al pasarla dividiendo del otro lado se anula la densidad de corriente \vec{j} , tal que $\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} = 0$.

La teoría MHD [ejemplo *Moreau, (1990)*] es una descripción macroscópica del plasma que no permite el seguimiento de distintas distribuciones de partículas; esto es algo sumamente importante cuando se habla de la región de interacción del viento solar con la magnetosfera terrestre y del choque de proa, por lo que es necesario revisar la teoría cinética.

1.2.3 Teoría Cinética (TC)

Teoría cinética de gases

Ahora que se han visto algunas características de la dinámica de una partícula y se ha dado una introducción a MHD, es necesario contar con una teoría más completa que tome en cuenta ya no a una sola partícula, sino que permita el seguimiento de distintas colecciones de partículas presentes en un plasma. Además, es necesario considerar las interacciones entre los campos electromagnéticos y las distintas colecciones de partículas.

En un gas las partículas se mueven sin dirección ni velocidad privilegiadas, por lo que las variables de una partícula dentro de un gas (al igual que en un plasma) son su velocidad (\vec{v}) y su posición (\vec{r}). Cada una de estas variables está dentro de un espacio tridimensional, pues tanto \vec{v} como \vec{r} pueden tener incrementos en dirección (x,y,z); entonces, lo que realmente tenemos es un sistema de seis dimensiones, tres para \vec{r} y tres para \vec{v} , llamado *espacio-fase*.

En este nuevo espacio-fase, un elemento diferencial de volumen dV (en el espacio de seis dimensiones) representa un pequeño elemento diferencial del espacio de velocidades y, al mismo tiempo, un pequeño elemento diferencial en el espacio de posiciones. Para ser más precisos, este sistema puede ser de siete coordenadas haciendo la séptima una coordenada temporal, pues lo que queremos es saber cómo evoluciona en el tiempo nuestra colección de partículas.

Para ello necesitamos la función $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ llamada **función de distribución de densidad**, la cual nos indica cuántas partículas hay en el elemento diferencial de volumen dV , y además permite considerar variación temporal.

Todo lo hemos hecho para un elemento diferencial de volumen dV del espacio-fase. Si ahora integramos sobre todas las posibles velocidades de las partículas dentro de este elemento diferencial, obtendremos la *densidad de partículas* para este elemento de volumen. La determinación de la densidad de partículas se hace con una integral triple en v_x , en v_y y en v_z , en donde $d\vec{v}$ es $dv_x dv_y dv_z$. Entonces,

$$\rho_s(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad (1.9)$$

el subíndice s indica una distinción de tipos de partículas y por ende de tipos de densidades, denotando con s el tipo de partícula (para electrones ρ_e , para iones ρ_i). Esta densidad de partículas ρ_s es conocida también como el momento cero de la función de distribución de densidad.

Momentos de la función de distribución de densidad

Así como el momento cero proporcionó información de la colección de partículas, si se multiplica por potencias de \vec{v} la función de densidad $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$, se determinan momentos de orden mayor del plasma que permiten una descripción más detallada.

El primer momento de la función de densidad proporciona la velocidad promedio de las partículas s . Suponiendo que los límites de integración son de menos infinito a infinito y normalizando con respecto a la unidad de volumen,

$$\vec{u}_s(\vec{r}, t) = \frac{\int \vec{v} f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}}{\int f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}} \quad (1.10)$$

reconociendo el denominador como la densidad de partículas, obtenemos la velocidad promedio de las partículas por unidad de volumen,

$$\vec{u}_s(\vec{r}, t) = \frac{\int \vec{v} f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}}{\rho_s(\vec{r}, t)} \quad (1.11)$$

Es importante distinguir que \vec{u}_s es una función que depende explícitamente de la posición, mientras que \vec{v} es la velocidad de una partícula y no depende de la posición; es por lo tanto que al integrar sobre $d\vec{v}$ estamos considerando todas las posibles velocidades de las partículas.

Ahora se obtendrá el promedio de la energía cinética para el elemento diferencial de volumen $d\vec{v}$ haciendo uso del segundo momento de la función de distribución de densidad,

$$\left\langle \frac{1}{2}m_s(|\vec{v} - \vec{u}_s|)^2 \right\rangle = \frac{\int \frac{1}{2}m_s(|\vec{v} - \vec{u}_s|)^2 f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}}{\int f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}} \quad (1.12)$$

$$\left\langle \frac{1}{2}m_s(|\vec{v} - \vec{u}_s|)^2 \right\rangle = \frac{\int \frac{1}{2}m_s(|\vec{v} - \vec{u}_s|)^2 f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}}{\rho_s(\vec{r}, t)} \quad (1.13)$$

donde este nuevo término $\left\langle \frac{1}{2}m_s(|\vec{v} - \vec{u}_s|)^2 \right\rangle$ podemos asociarlo con el valor de la temperatura T_s , por medio de la ecuación,

$$\frac{1}{2}\kappa NT_s = \left\langle \frac{1}{2}m_s(|\vec{v} - \vec{u}_s|)^2 \right\rangle \quad (1.14)$$

donde κ es la constante de Boltzman, y N es el número de componentes independientes del vector velocidad \vec{v} , que son tres; v_x, v_y, v_z . . Además, si suponemos que se cumple la ecuación de un gas ideal (por unidad de volumen) $P = \rho\kappa T$ para la colección s , entonces

$$\frac{P_s}{\rho_s} = \frac{2 \left\langle \frac{1}{2}m_s(|\vec{v} - \vec{u}_s|)^2 \right\rangle}{N} \quad (1.15)$$

se obtiene la expresión de P_s , que es la presión hidrostática de las partículas s .

Bien, con la información ya dada, podemos analizar la función a la cual nos hemos estado refiriendo pero que no hemos presentado aún, que es la función de distribución de probabilidad de densidad. En el caso estacionario más simple la función está dada por,

$$f_s(\vec{r}, \vec{v}) = A_s \exp\left[-\frac{\frac{1}{2}m_s(|\vec{v} - \vec{u}_s|)^2}{\kappa T_s}\right] \quad (1.16)$$

en donde A_s es una constante propia de la especie de partículas en cuestión. Esta ecuación presenta la forma de una distribución de Maxwell, ver figura 1.3. Estadísticamente las distribuciones de Maxwell se tienen bien estudiadas y es posible obtener mucha información de ellas. Ver Jones, (1982); Friedlander, (1982).

En la figura 1.3, V_i es la *velocidad térmica*, la cual está dada por $V_i = (2\kappa T_s/m_s)^{1/2}$. Cabe mencionar que la V_i puede obtenerse también, con un factor de 2 de diferencia, a partir de la energía cinética expresada en la ecuación (1.14).

Cuando se describe a un plasma, la condición de una distribución de densidad ideal como es la de Maxwell (pues en ese caso el plasma debería de estar en equilibrio, ser uniforme y tener un nivel mínimo de energía), es resuelta considerando al plasma con

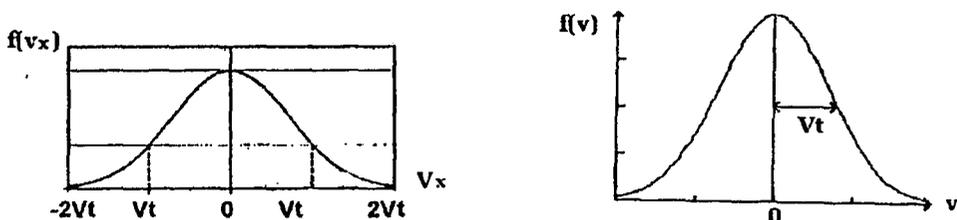


Figura 1.3: Funciones de distribución de Maxwell clásicas en una dimensión. Adaptada de *Kivelson, (1995)*.

diferentes distribuciones de densidad de Maxwell locales, de tal forma que la región en consideración es pequeña en comparación con las dimensiones de la colección, pero lo suficientemente grande para contener muchas partículas. En otras palabras, la región en consideración es mayor que λ_D , pero mucho menor que las dimensiones del sistema. En síntesis, la descripción del sistema se apoya en conceptos y propiedades de las funciones de Maxwell aplicados a los plasmas.

Hasta la ecuación (1.16) la teoría mostrada es heredada de la teoría cinética de gases, por lo que en adelante al considerar los campos \vec{E} y \vec{B} , es cuando propiamente se comienza la teoría cinética de plasmas.

Ecuaciones de Boltzman y Vlasov

Existen tratamientos para colecciones de partículas en presencia de campos eléctricos y magnéticos. En estas condiciones, el comportamiento de la colección está descrito por las ecuaciones de la teoría electromagnética (ecuaciones de Maxwell) en combinación con las ecuaciones de la teoría cinética.

Para comenzar, considérese una colección de partículas en un plasma sin colisiones con una función de distribución de densidad f . Ahora, se toma un elemento de volumen $\int dV = \int d\vec{r}d\vec{v}$, un elemento en el espacio de posiciones con un área $\int dS_r$ y uno en el espacio de velocidades con área $\int dS_v$.

Los flujos de partículas están dados en el espacio de posiciones y velocidades respectivamente por,

$$\int f_s \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot dS_r = \int f_s \vec{v} \cdot dS_r \quad (1.17)$$

$$\int f_s \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot dS_v = \int f_s \vec{a} \cdot dS_v \quad (1.18)$$

además, si se considera que el flujo de partículas en estos elementos se conserva en el tiempo, es decir, que no existen sumideros ni fuentes, entonces se obtiene que:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int f_s dV = - \int (f_s \vec{v} \cdot dS_r) d\vec{v} - \int (f_s \vec{a} \cdot dS_v) d\vec{r} \quad (1.19)$$

Reescribiendo la ecuación (1.19) usando el teorema de Gauss, y considerando los elementos diferenciales lo suficientemente pequeños para mantener constantes los integrandos, se obtiene que

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (1.20)$$

que se conoce como la ecuación de Boltzman sin colisiones y que es justamente la derivada total de f_s con respecto al tiempo $\frac{df_s}{dt} = 0$.

Un caso particular de la ecuación de Boltzman es introducir los campos \vec{E} y \vec{E} en la ecuación (1.20) por medio de la selección correcta de la $\vec{F} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}$, tal que

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{r}} + \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_s}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (1.21)$$

La ecuación (1.21) es una ecuación central en el estudio de plasmas y se le conoce como la ecuación de Vlasov. Para mayor descripción ver *Bryant, (1995)*. Nótese que la ecuación (1.21) es propiamente la primera (de teoría cinética) en pertenecer al estudio estricto de los plasmas.

A partir de la ecuación (1.21) es posible obtener los momentos de la función de distribución de densidad para un plasma sin colisiones. Similar al tratamiento que se hizo en la teoría cinética de gases, la forma de obtener los momentos es la siguiente: al integrar la ecuación (1.21) con respecto a $d\vec{v}$ obtenemos la ecuación de continuidad, que es la ecuación del momento cero de la función. Si se multiplica la ecuación (1.21) por $m\vec{v}$ y después se integra sobre $d\vec{v}$, se obtiene la ecuación del primer momento; finalmente, si se multiplica por $m|\vec{v}|^2/2$ e integra sobre $d\vec{v}$, se obtiene la ecuación del segundo momento de la función de distribución. Para mayor detalle ver *Bittencourt, (1986)*.

Resumiendo, se obtiene que la ecuación 1.21 conjuntamente con las ecuaciones de Maxwell,

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.22)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.23)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.24)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.25)$$

conforman la base de la teoría cinética, permitiendo el estudio detallado de los plasmas sin colisiones entre sus partículas. Cabe mencionar que la densidad que aparece en la ecuación (1.24) está dada por $\rho = \sum \rho_s$, en donde ρ_s está definida en la ecuación (1.9). Así mismo, la corriente está dada por $\vec{j} = \sum q_s \vec{u}_s$, donde u_s está definida en la ecuación (1.10).

Ahora, resumiendo acerca de las teorías mostradas en este capítulo, destaca la teoría cinética, pues a partir de ella es posible el análisis del comportamiento de un plasma por medio del seguimiento de las distribuciones de las distintas poblaciones de partículas, considerando que cada distribución responde a la presencia de los campos electromagnéticos, y que estos a su vez, son modificados por la presencia de las partículas de las distribuciones formando una *teoría autoconsistente*.

Referencias:

- Alonso M., Finn E.J., Física, volumen 2: Campos y ondas. Addison-Wesley, 1967*
Bittencourt J.A., Fundamentals of plasma physic. Pergamon press, Oxford, 1986
Bryant D.A., Space plasma physics. Incluido en Plasma physics, an introductory course. Editado por Dendy, Cambridge press, Great Britain, 1995
Faust, C.R., Theoretical analysis of fluid flow and energy transport in hydrothermal systems. Reston, Geological survey, 1977
Friedlander F.G., Introduction to the theory of distributions. Cambridge press, Gran Bretaña, 1982
Jones D.S., The theory of generalized functions. Cambridge press, USA, 1982
Jones T.B., Electromechanics of particles. Cambridge, New York, 1995
Kallenrode M.B., Space physics; an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetosphere. Spinger-Verlag, Alemania, 1998
Kivelson M.G., Physics of space plasma. Incluido en Introduction to space plasma physics. Editado por Kivelson-Russell, Cambridge press, USA, 1995
Mann, R.A., The classical dynamics particle. Academic Press, New York, 1974
Moreau, R.J., Magnetohydrodynamics. Dordrecht : Kluwer academic, 1990
Roberts P.H., An introduction to magnetohydrodynamics. Longmans, London, 1967
Russell C.T., The magnetosphere. Incluido en The solar wind and the Earth. Editado por Akasofu-Kamide, Terrapub, Tokyo, 1987

Capítulo 2

Interacción del viento solar con la Tierra

2.1 Introducción

De la observación de que los cometas tienen dos colas, y de que una de ellas apunta siempre en dirección contraria al Sol, es que Kepler habló en el siglo XVI de un “flujo” proveniente del Sol. Muy posteriormente, en 1951, Biermann realizó análisis de la ionización en las colas de los cometas, mientras que Chapman hizo los primeros trabajos de la temperatura en la corona. Estos estudios sirvieron para que finalmente Eugene Parker, a finales de la década de 1950, hiciese el primer modelo del viento solar.

2.2 Modelo de Parker del viento solar

Parker realizó un modelo hidrodinámico en el cual supuso a la corona solar con simetría esférica y en equilibrio, además de no considerar la rotación del Sol ni las interacciones del campo magnético con la corona.

Durante la formulación del modelo se usaron las suposiciones arriba mencionadas en combinación con las ecuaciones de momento y continuidad (Holzer, 1979), pudiendo llegar a la siguiente expresión:

$$u \frac{du}{dr} - \frac{2\kappa T}{m} \frac{du}{dr} = -\frac{2\kappa}{m} \frac{dT}{dr} + \frac{4\kappa T}{mr} - \frac{GM_{sol}}{r^2} \quad (2.1)$$

Si se considera una corona isotérmica, entonces el primer término del lado derecho de la ecuación 2.1 es cero y la ecuación se simplifica. Parker en vez de considerar una corona isotérmica, y basándose en el hecho, que se sabía observacionalmente, de que la variación de la temperatura como función de la distancia ($T = T(r)$) varía “muy lentamente” (T varía más lentamente que $1/r$), fue posible encontrar soluciones a la ecuación 2.1. La familia de soluciones tiene comportamientos como los mostrados en la figura 2.1.

De esas soluciones, sólo una era físicamente aceptable dadas las condiciones de frontera observadas. Esta solución implica que necesariamente *la corona solar se expande hacia el medio interplanetario*.

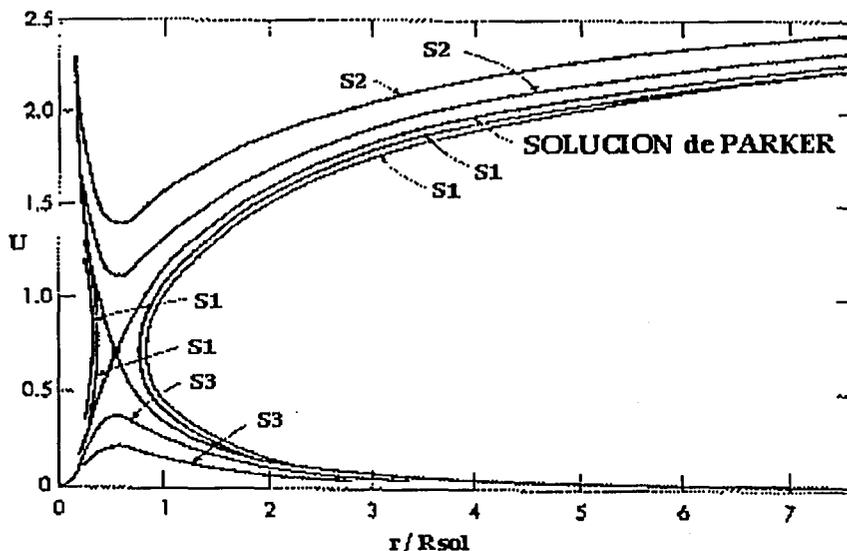


Figura 2.1: Familia de soluciones a la ecuación (2.1). Distancia en radios solares *versus* energía interna. Adaptada de *Axford, (1966)*.

Existen soluciones que no cumplen con las condiciones de frontera o con las observaciones, como las soluciones bivaluadas en un solo punto (S1); otras soluciones son supersónicas muy cerca de la corona (S2); o soluciones que nunca llegan a ser supersónicas (S3), por lo que **la única solución que coincide con el comportamiento solar, es aquella de valor subsónico cerca de la corona y que se acelera conforme se aleja del Sol.**

El modelo de Parker con la solución mostrada en la figura 2.1 predice que 1) la expansión de la corona es subsónica cerca de la base $r < 2R_{sol}$, 2) que existe una transición a expansión supersónica entre $3R_{sol} - 10R_{sol}$ y 3) que es una expansión altamente supersónica a una unidad astronómica (1 UA). La distancia del Sol a la Tierra es $1UA = 1.5 \times 10^{11} cm$.

Otra aportación teórica del modelo de Parker, es que existe una dependencia de la velocidad del viento solar con la temperatura en la base de la corona, y a mayor temperatura en la base de corona, mayor será la velocidad supersónica alcanzada (*Parker, 1963*). Este hecho es de consideración para los modelos actuales del viento

solar. Finalmente, es consecuencia de este modelo prever también la existencia de un choque terminal del viento solar más allá del sistema planetario.

Este modelo no fue aceptado de manera amplia por los colegas de Parker y no fue sino hasta las corroboraciones, en la década de 1960, hechas por soviéticos y norteamericanos con los viajes (observaciones) espaciales, que ya no hubo dudas al respecto de la existencia del viento solar. La primera nave en obtener registros del viento solar fue *Mariner II* (de origen norteamericano), aunque el nacimiento de la era espacial fue con la nave de origen soviético *Sputnik* en 1957, meses después de que Parker había presentado su modelo de viento solar. Hoy en día el modelo de Parker ha sido mejorado paulatinamente, incorporando elementos a consideración como la rotación del Sol y la presencia de un campo magnético en el viento solar, entre otras.

En resumen, la temperatura en la corona es de alrededor de un millar de grados Kelvin, a esta temperatura el gas está ionizado (los electrones se desprenden de los núcleos), por lo que existe el plasma coronal. Este plasma, debido a su temperatura, ejerce una presión radial hacia el exterior del Sol tal que vence la gravedad solar. Es así como existe un flujo continuo de un plasma proveniente del Sol llamado **viento solar**.

2.3 Propiedades del viento solar

El viento solar es un flujo supersónico el cual llena una amplia región del espacio; a esta región se le llama *Heliosfera*.

La razón de que exista un límite para la extensión del viento solar es que cada estrella, al igual que el Sol, produce un viento estelar que fluye de la estrella hacia el espacio interestelar. Es propiedad de los plasmas magnetizados no mezclarse, y al encontrarse dos vientos estelares con campos magnéticos distintos, existirá una región espacial en donde las presiones se igualan, generando las fronteras de estas "parcelas" de plasmas estelares, por lo que existe entonces un límite de expansión para cada viento estelar.

Cabe mencionar que no se ha podido corroborar el tamaño de la heliosfera, aunque la nave *Pionero 11* se encuentra muy lejos en el medio interplanetario y se preve que para dentro de pocos años llegue a la frontera del viento solar. A esta región divisoria se le llama *Heliopausa*. Ver figura 2.2.

Es importante resaltar que un lado de la heliosfera estimado en 100 UA es más corto que el opuesto, el cual se cree pueda extenderse hasta 180 UA (o más). La razón de que la heliosfera tenga esta forma, radica en el hecho de que el Sol tiene un desplazamiento neto en una dirección dada, ya que nuestra galaxia está en rotación, y es justamente en la dirección de desplazamiento donde la heliosfera es más corta.

Por otra parte, que la densidad en la corona del Sol sea muy alta produce colisiones entre sus partículas con mucha frecuencia, sin embargo, conforme se expande el viento solar esta densidad disminuye y, por consecuencia, también lo hace el número de colisiones. Una vez que comienza la expansión de la corona, es posible considerar al viento

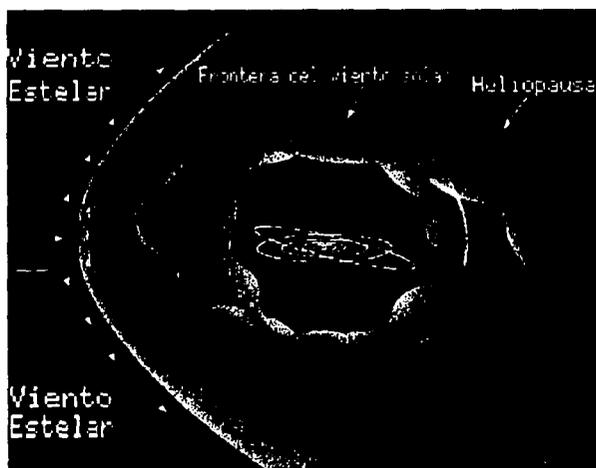


Figura 2.2: Esquemización de la heliosfera. Obsérvese que el lado izquierdo de la imagen representa la dirección de desplazamiento del Sol y es más corto que el derecho. Adaptada de <http://helios.gsfc.nasa.gov/heliosphere.html>

solar como un plasma sin colisiones: A una unidad astronómica la densidad promedio es de 10 protones y 10 electrones por cm^3 .

La tabla 2.1 muestra rangos de los registros de algunas de las propiedades más importantes del viento solar a 1 UA, así como estimaciones de cálculos para los vientos estelares.

Tabla 2.1: Propiedades de vientos espaciales

Parámetro	Viento solar a 1 UA	Vientos estelares
densidad de plasma (cm^{-3})	5 - 60	0.1 - 1000
velocidad de flujo (km/s)	200 - 800	200 - 4000
campo magnético (nT^*)	1 - 20	0.5 - 50
energía térmica (eV)	1 - 50	1 - 100

$$*1 nT = 1 \times 10^{-9} T.$$

Es importante distinguir que los valores mostrados en la tabla 2.1 son cantidades promediadas sobre todas las partículas componentes de los vientos. En el caso del viento solar, registros de partículas en la región del antechoque muestran iones y electrones con energías mayores a 50 eV. Esto se analiza con detalle en el capítulo del antechoque terrestre.

Una propiedad muy importante del viento solar es que a lo largo de su desplazamiento arrastra consigo las líneas del campo magnético del Sol. Esta característica es un punto central en el estudio del viento solar. Aunado a lo anterior, y si se considera que el Sol está en rotación, entonces se forma una estructura del campo magnético como la mostrada en la figura 2.3.

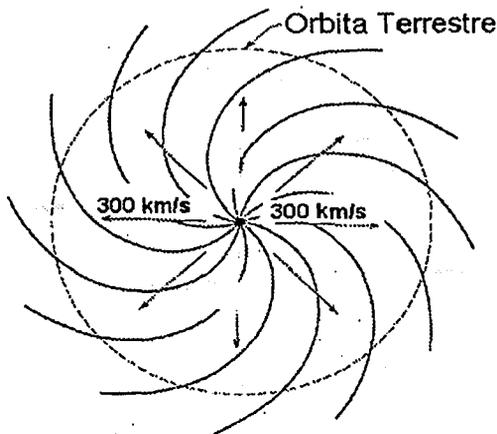


Figura 2.3: Espiral que forman las líneas del campo magnético. Adaptada de *Parker, (1963)*.

El modelo de campo magnético de Parker considera como requisito el que las líneas del campo magnético se “congelen” en el plasma al irse desplazando, ver *Bravo, (1996)*. La condición de que las líneas del campo \vec{B} se congelen significa que,

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) = 0 \quad (2.2)$$

lo cual se cumple siempre y cuando se considere que la conductividad eléctrica del plasma es infinita.

Podemos decir que, para todo plasma, es posible expresar un parámetro nombrado *parámetro beta* (β), que representa la razón entre las presiones:

$$\beta = \frac{P_{\text{plasma}}}{P_{\text{magnética}}} \quad (2.3)$$

donde por definición

$$P_{\text{plasma}} = P_{\text{térmica}}(\eta\kappa T) + P_{\text{dinámica}}(\eta m |\vec{v}|^2) \quad (2.4)$$

pero como hemos considerado que $\vec{v} = 0$, entonces $P_{\text{plasma}} = \eta\kappa T$. Por otro lado se tiene que

$$P_{\text{magnética}} = |\vec{B}|^2/8\pi \quad (2.5)$$

Así pues, en el viento solar en el medio interplanetario las líneas del campo magnético están congeladas al viento y tenemos que $\beta > 1$. Contrario a lo anterior, si $\beta \ll 1$ el flujo del plasma queda confinado en el interior de la estructura del campo magnético, *Bravo, (1996)*.

Para insistir en lo anterior, tenemos que en regiones de campo cerrado en la corona solar el campo magnético contiene al flujo del plasma en el interior de su estructura ($\beta \ll 1$), pero cuando el viento solar viaja por el medio interplanetario, el campo está controlado por el desplazamiento del plasma ($\beta \geq 1$).

Además, las perturbaciones que tenga el plasma alterarán las líneas de campo magnético y a la inversa. Ejemplo de esto se da cuando la trayectoria original de un plasma se altera debido a perturbaciones o barreras magnéticas en el campo, como son las ondas de choque transitorias que corren en el medio interplanetario.

En síntesis, el concepto plasma no puede dejar de considerar la presencia de los campos magnéticos.

En particular, el campo asociado al viento solar es el campo magnético del Sol que ha sido "arrastrado" por el plasma. A éste campo se le conoce como **campo magnético interplanetario (CMI)**.

Cuando el viento solar encuentra a un planeta sin campo magnético propio, como Venus o Marte, el viento solar interactúa directamente con la ionosfera y, en algunos casos, llega hasta cerca de la superficie del planeta. Pero cuando se encuentra a un planeta con un campo magnético propio (Mercurio, Tierra, Jupiter, Saturno, Urano y Neptuno) el plasma no puede llegar tan cerca y la interacción del viento solar con el planeta comienza antes de llegar al planeta.

En particular, en la Tierra, a la región en donde tiene comienzo la interacción se le llama **antechoque terrestre**. En el capítulo 4 se estudia en detalle la región del antechoque.

Referencias:

Azford W.I., Viscous-transonic flow in the accretion and stellar wind problem. *Cornell-Sydney Univ. Astron. Cent. Rep. 34, 1966*

Bravo S., El campo magnético interplanetario, modelos de. *Impresiones del Instituto de Geofísica de la Universidad Nacional Autónoma de México, 1996*

Holzer T.E., Solar wind and related astrophysical phenomena. Incluido en *Solar system plasma physics Vol. 1, pág. 101, 1979*

Parker E.N., Interplanetary dynamical processes. *Wiley-Interscience, New York, 1963*

Capítulo 3

Generalidades de un choque

3.1 Introducción

En el Universo existen flujos de plasmas con distintas velocidades de propagación que hacen que los choques existan. Dentro de la gran diversidad de choques espaciales, un gran porcentaje, son choques de plasmas sin colisiones entre sus partículas; ejemplo de un plasma astrofísico sin colisiones es el viento solar, en donde el camino libre medio de las partículas es de alrededor de 1 UA.

Una cuestión de relevancia al hablar de plasmas sin colisiones entre sus partículas es que la transmisión y disipación de energía no pueden darse por contacto directo entre ellas, por lo que se requiere de otros procesos disipativos como las interacciones entre las ondas y las partículas. Este punto se discutirá con mayor detalle en la sección del antechoque.

Los choques son fenómenos que se presentan cuando dos o más plasmas se encuentran y por lo menos uno de ellos está en desplazamiento. Es condición para la formación del choque que el desplazamiento sea a velocidad supersónica y supermagnetosónica.

La información de perturbaciones ocurridas en cada medio se transmite a una velocidad dada para cada medio, y en un gas se le llama *velocidad del sonido*. La velocidad del sonido está dada por,

$$V_s = \left(\frac{\gamma P}{\rho} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

en donde γ es la razón de los calores específicos y en donde además suponemos que la propagación es adiabática, y que despreciamos la fricción, la viscosidad y demás mecanismos de disipación de la energía.

Se debe recordar que los plasmas pueden ser descritos con distintas aproximaciones teóricas, como MHD y Teoría Cinética. De estas, en lo consiguiente se describirá al plasma usando MHD y en capítulos posteriores se usará teoría cinética.

La dinámica de una partícula es una aproximación insuficiente que muy pocas veces se utiliza; sin embargo, es útil sobre todo cuando se estudia el seguimiento de las trayectorias de las partículas.

Ahora bien, de las soluciones analíticas de MHD (ver *Ortolani, (1993)*) encontramos que para las perturbaciones que tienen lugar en un plasma, existen tres velocidades de propagación características. Una de ellas es la *velocidad de Alfvén* ($V_A = |B|/(\mu_0\rho)^{1/2}$), que sólo depende del campo magnético y de la densidad del medio; μ_0 es la constante magnética en el vacío. La V_A es un parámetro muy importante en los plasmas magnetizados cuando se habla de inestabilidades, modos de propagación de las ondas, etcétera. En el viento solar se detectan frecuentemente modos de propagación de Alfvén.

Las otras dos velocidades son las de *las ondas de propagación rápida (velocidad magnetosónica, V_{ms})* y las *ondas de propagación lenta (V_l)*, conocida también como *lenta sónica*, que estan dadas por

$$2(V_{ms,l})^2 = (V_s^2 + V_A^2) \pm ((V_s^2 + V_A^2)^2 - 4V_s^2V_A^2\cos^2\psi)^{1/2} \quad (3.2)$$

donde a las ondas rápidas (V_{ms}) se les asigna el signo positivo en la ecuación (3.2), mientras que a las lentas se les asigna el signo negativo. ψ es el ángulo que forman la dirección de propagación de la onda (vector de desplazamiento \vec{k}) y la dirección del campo magnético ambiente (\vec{B}_0). Es inmediato verificar que si V_A es nula, la velocidad de desplazamiento es la del sonido, V_s .

Una onda supermagnetosónica, esto es, que viaja a mayor velocidad que el modo rápido (V_{ms}) en ese medio, será necesariamente *irreversible*; en otras palabras, la propagación de esta onda alterará las propiedades del medio después de transmitirse por éste. Una onda supermagnetosónica en un plasma es una onda de choque.

En la teoría de gases, existe para las propagaciones de ondas un indicador de velocidad conocido como el *número de Mach (M)*, que es la razón de la velocidad de flujo (V_f) entre la velocidad del sonido en ese medio ($M = V_f/V_s$), siendo $M < 1$ para propagaciones subsónica y $M > 1$ para propagaciones supersónicas. En el caso de los plasmas, usando MHD (o teoría cinética), el número de Mach puede utilizar cualquiera de las velocidades características ($M_{ms} = V_f/V_{ms}$, $M_A = V_f/V_A$ ó $M_l = V_f/V_l$) como parámetro de normalización. El número de Mach es también un parámetro que indica qué tan energético será el choque; mientras mayor sea M más energía habrá de por medio en lo que se refiera al choque.

Alternativamente a lo anterior, existe un valor llamado el *número de Mach crítico (M_c)*, que indica que si $M > M_c$ el plasma fluye de manera turbulenta (flujo supercrítico), mientras que si $M < M_c$ el flujo es laminar (flujo subcrítico). Para mayor detalle ver *Zirin, (1988)*.

3.2 Choques espaciales dentro del Sistema Solar

Es posible hacer la mención de dos tipos de choques: los choques tipo planetarios (de proa) y los tipo interplanetario. En este trabajo sólo se hará una mención somera de algunas de las propiedades de los choques interplanetarios.

Recordemos que el viento solar puede fluir a distintas velocidades, ver tabla 2.1; así pues, los *choques interplanetarios* se deben esencialmente al encuentro de un flujo

rápido (aprox. 600 km/seg) que alcanza, a lo largo de su trayectoria por el medio interplanetario, a un flujo lento (aprox. 300 km/seg). Ver González, (2000).

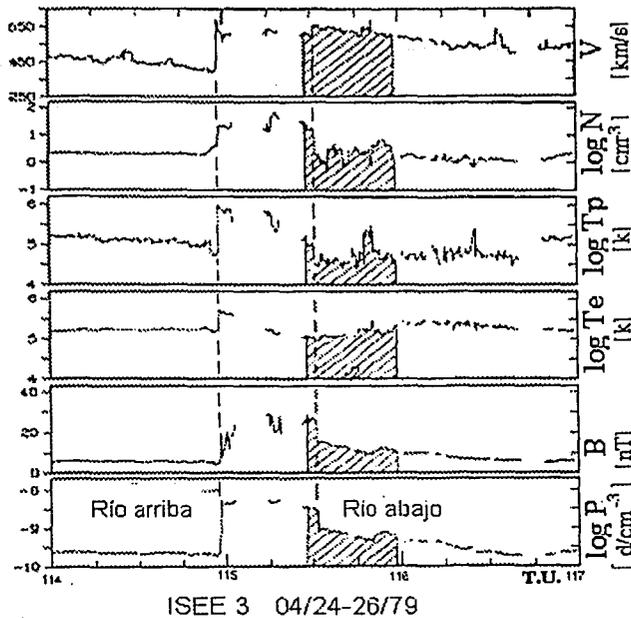


Figura 3.1: Registro típico de un choque interplanetario del viento solar hecho por la nave *ISEE 3*. Cambios drásticos en las magnitudes de velocidad, densidad, temperatura protónica y electrónica, intensidad del campo magnético y presión, respectivamente. Adaptada de Hundhausen, (1995).

En contraste con lo descrito anteriormente, los choques planetarios se forman por la presencia de los planetas como obstáculos con los cuales interactúa el viento solar. Dentro de los choques planetarios, destaca en importancia el choque terrestre.

En un choque tipo planetario tenemos presente siempre una región de flujo con propagación supersónica (Río Arriba, R_{ar}), una región de interacción (Choque) y una región de flujo con propagación subsónica (Río Abajo, R_{ab}). A diferencia de un choque planetario, en un choque interplanetario en la región R_{ab} , la propagación no es necesariamente subsónica.

En la región de interacción, sin importar el tipo de choque, se advierte un cambio en la compresión del plasma (se incrementan en el plasma la temperatura, densidad e intensidad del campo magnético) por medio de procesos irreversibles.

Una vez que la densidad aumenta en la región del choque, entonces la velocidad

de propagación disminuye, comenzando así el proceso de frenado del flujo. Si un flujo supersónico atraviesa un choque planetario, cruzando la región de interacción, necesariamente se vuelve un flujo subsónico.

Existen importantes diferencias entre las regiones R_{ar} y R_{ab} , pero la más evidente de la figura 3.1 es que todos los parámetros del plasma, junto con el campo magnético asociado, sufren un cambio considerable en magnitud entre una y otra región.

Por otra parte, las características de los medios también difieren entre ambas regiones, siendo destacable la diferencia de la V_s en cada medio. Por ejemplo, si $T_{ar} > T_{ab}$, entonces la V_s es mayor en la región R_{ab} ; es fácil percatarse de esto si se expresa la ecuación (3.1) en términos de T , y para esto se usa la ecuación de gas ideal (por unidad de volumen) $P = \eta \kappa T$.

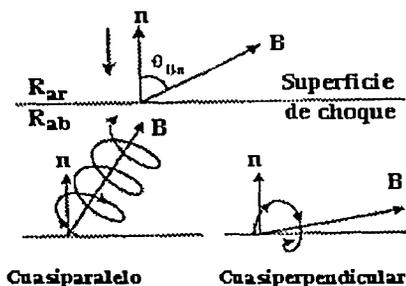


Figura 3.2: Orientación del ángulo θ_{Bn} . Un choque se considera cuasiparalelo si $\theta_{Bn} < 45$ grados; será cuasiperpendicular si $\theta_{Bn} > 45$ grados. Adaptada de Burgess, (1995).

La característica más sobresaliente cuando se habla de un choque tipo planetario es la dirección del choque mismo, que se define a partir del ángulo (θ_{Bn}) que forman el campo magnético del plasma (\vec{B}) con la normal a la superficie de contacto (\vec{n}) en la región del choque. El ángulo θ_{Bn} es conocido como el *ángulo de choque*. Ver figura 3.2. Es particularmente importante esta información acerca del choque, pues los comportamientos del plasma pueden diferir sustancialmente dependiendo solamente de la orientación y geometría del choque.

En el caso del choque terrestre, se definen dos regiones en función del ángulo θ_{Bn} , las cuales se muestran en la figura 3.3.

3.3 El choque terrestre

Es de esperarse que el choque del viento solar con la Tierra, conocido como *choque terrestre*, sea un fenómeno altamente estudiado por distintas motivaciones. Los estudios sobre este choque, han permitido conocer más sobre los distintos tipos de choques espaciales. Es muy importante tener presente que parte de lo que se sabe de los

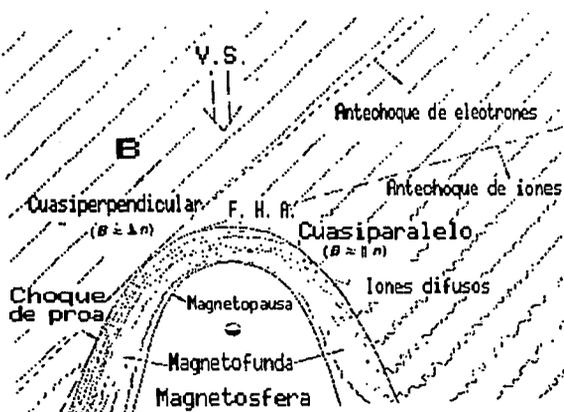


Figura 3.3: Esquematación del antechoque. La línea punteada en la que se leen las siglas F. H. A. representa la frontera de los haces alineados. Adaptada de *Bingham, (1995)*.

choques espaciales tuvo origen en los estudios del choque terrestre. Además, debido a la interacción del viento solar con la Tierra por medio de este choque, es posible obtener más información concerniente al Sol y su comportamiento.

El viento solar fluye de manera continua y supermagnetosónica hacia el medio interplanetario, y la Tierra es un obstáculo que encuentra en su desplazamiento. Como resultado de este encuentro se genera un choque frente a la magnetosfera terrestre, es decir, por fuera de la magnetofunda.

La *magnetosfera* es la región sobre la ionosfera en donde el campo magnético terrestre tiene un "dominio" sobre el comportamiento de los plasmas y las partículas energéticas de origen terrestre. Es en parte de esta región (en los polos) en donde se da la interacción del viento solar y el campo magnético de la Tierra. Ver figura 3.4(a).

Como se mencionó anteriormente, los plasmas responden a la presencia de campos magnéticos, de tal forma que no se mezclan parcelas de plasmas con distinto campo. Entonces, el flujo supersónico del viento solar asociado al campo magnético CMI es desviado por el campo magnético terrestre que se encuentra en el plasma de la magnetosfera, tal que se forma un *choque de proa* enfrente de la Tierra a una distancia aproximada de 15 radios terrestres. Ver figura 3.4(b).

Debido a que el Sol emite vientos rápidos y lentos provenientes de distintas regiones solares, y a que se llevan a cabo diferentes eventos como explosiones y eyecciones de masa coronal, es que el viento solar a 1 UA fluye siempre supersónico pero no con la misma velocidad. Tampoco se cumple que sean igual de energéticos los flujos solares para todo tiempo. Esto repercute en el choque terrestre, lo cual se refleja en que el choque de proa no tiene una posición fija en el espacio sino que es variable alejándose

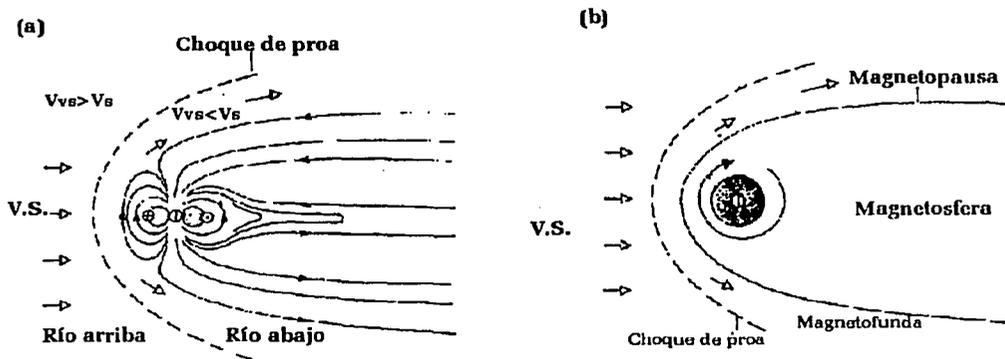


Figura 3.4: Choque terrestre. (a) Magnetosfera de la Tierra con representación de las líneas del campo magnético. V_{vs} es la velocidad del viento solar y V_s es la velocidad del sonido. (b) Corte horizontal del choque terrestre en el plano eclíptico. Adaptada de Bryant, (1995).

y acercándose de la Tierra. Cabe hacer la observación de que esta variación es en un intervalo espacial muy pequeño en comparación con las dimensiones del sistema.

Finalmente, el flujo del viento solar *chocado* en la región río abajo fluye de manera subsónica, desviándose alrededor de la Tierra formando una cavidad, la *magnetofunda*. Ver figura 3.4(b). A la frontera de la magnetofunda más cercana a la Tierra (frontera interior) se le conoce como *magnetopausa* y, por el otro lado, la frontera exterior es justamente donde se produce el choque de proa.

Por otra parte, no está de más remarcar que el estudio de este choque, y el de toda la región de interacción del viento solar con el campo magnético terrestre, proporcionan valiosa información sobre fenómenos que nos incumben y afectan, como las tormentas geomagnéticas, auroras boreales, etcétera. Para propósitos de investigación, los científicos encuentran que la mayor importancia de este choque radica en que es el choque espacial más cercano, siendo posible por medio de las exploraciones espaciales obtener registros *in situ*, lo que permite estudiar la valiosa información de los datos obtenidos. Hoy en día, es posible además obtener registros (*in situ*) de la región del antechoque terrestre, de choques de otros planetas o de choques interplanetarios.

A continuación se describe la región cuasiperpendicular del choque terrestre.

3.4 El choque en la región cuasiperpendicular

3.4.1 Introducción

Para finalizar este capítulo sobre el estudio del choque terrestre se ha reservado la zona cuasiperpendicular, en donde la característica más importante que se cumple es $\theta_{Bn} > 45^\circ$. En esta zona, a diferencia de la cuasiparalela, la región de interacción entre el viento solar y el campo magnético de la Tierra esta claramente definida e identificada, pues el ángulo θ_{Bn} impide que muchas partículas fluyan río arriba, no permitiendo tanta variedad de procesos disipativos como en la región cuasiparalela. Ver figura 3.3.

La región de interacción cuasiperpendicular tiene una anchura mucho menor que en la zona cuasiparalela (región en donde se sitúa el antechoque), y los tipos de ondas y procesos disipativos presentes en la zona cuasiperpendicular, son menos variados que en la zona cuasiparalela.

3.4.2 Simulaciones numéricas

El estudio de la zona cuasiperpendicular, además de hacerse con los datos obtenidos por las naves, en particular los de ISSE 1 e ISEE 2 en los cuales es posible observar variaciones espaciales, se apoya con simulaciones numéricas computacionales. Las simulaciones se hacen bajo distintas modalidades: *a)* Con tratamiento de las poblaciones iónicas y/o electrónicas como fluidos en el contexto MHD, *b)* Tratamientos cinéticos de distintas distribuciones de partículas, o *c)* Simulaciones híbridas en donde, por lo general, la población iónica, por ser de mayor relevancia en lo que respecta a interacciones con los campos y los procesos de transferencia de momento y energía, es seguida por tratamiento cinético, mientras que la población de electrones se modela como si fuese un fluido.

Una forma común de modelar las simulaciones, es un plasma en reposo que se perturba por medio de un pistón (mecánico y/o magnético), generando un sistema autoconsistente. Otro método empleado en las simulaciones es tener un plasma frío y rápido, al cual se le inyecta un plasma caliente y lento, representando así las regiones río arriba (R_{ar}) y río abajo (R_{ab}) respectivamente. En este tipo de simulaciones se usan las relaciones de Rankine-Hugoniot (RH), y por lo general, estas simulaciones se emplean para plasmas astrofísicos.

Las simulaciones numéricas hechas bajo distintas consideraciones, tienen diferencias entre sus resultados. Pese a lo anterior, de cualquier manera las simulaciones son una poderosa herramienta en el estudio y entendimiento del choque. Para una mayor descripción de las simulaciones ver *Goodrich (1985)*, *Hockney - Eastwood, (1981)*.

A diferencia de las simulaciones, los resultados obtenidos en laboratorios de plasmas no son comúnmente aplicables a plasmas espaciales. Esto se explica porque los tiempos de vida y las dimensiones de los experimentos en los laboratorios son pobres en comparación con lo que acontece en el espacio, además de que por lo general en los

laboratorios los experimentos no reproducen estrictamente choques sin colisiones entre sus partículas.

3.4.3 Escalas de un choque

Un factor importante en el estudio de los choques, son las escalas involucradas en las distintas regiones que lo conforman (tamaños de antechoque, de región de transición, etcétera).

La determinación en las escalas de un choque tiene importancia en distintos aspectos: *a)* El empinamiento de la onda de choque en la parte frontal y la naturaleza misma del choque están en función de las escalas, *b)* Las interacciones de las partículas con los campos tienen también dependencia en las escalas (tamaños/magnitudes) de \vec{B} y \vec{E} , y *c)* Se cree que las inestabilidades que son responsables de la redistribución en la propagación de energía en el choque son dependientes de las escalas.

Conocer la escala de un choque es particularmente útil cuando se selecciona la simulación más conveniente para realizar algún estudio.

La estructura de un choque cambia de manera sustancial dependiendo de si es subcrítico o supercrítico, (ver sección 3.1). El valor crítico en el choque terrestre se da para el número de Mach alfvénico (M_A) ~ 2.7 .

El choque terrestre es un choque supercrítico en general ($4-10 M_A$), aunque existen raras ocasiones en las que $M_A < 3$. Para mayor generalidad, a continuación se hace la descripción para el caso de choque supercrítico, y en el final de este capítulo se menciona algo del choque subcrítico.

El comienzo de un choque supercrítico puede entenderse como el instante en que la velocidad de flujo de iones se vuelve igual a la velocidad térmica iónica en la región río abajo.

En la figura 3.5 se muestra un registro cuasiperpendicular típico tomado por la nave ISEE 1. En esta figura podemos distinguir claramente la onda de choque que se forma. En el instante 22:51:20 de tiempo universal, todos los parámetros sufren un cambio drástico: la densidad electrónica aumenta, se incrementa la densidad de iones que no son provenientes de viento solar (conocidos como *iones secundarios*), la temperatura iónica aumenta y la electrónica disminuye, la velocidad protónica disminuye, la presión electrónica se incrementa, y el más destacable de los parámetros, el campo magnético, sufre un incremento en intensidad bastante considerable.

El comportamiento de estos parámetros a estas alturas del texto no son de sorprender, pues son los que se esperan en una onda de choque cualquiera, pero de cualquier forma merecen una descripción detallada. En particular la descripción del perfil del campo magnético es clave cuando se habla del choque terrestre cuasiperpendicular.

3.4.4 Perfil del campo magnético

La formación de la estructura del campo magnético es la siguiente: inicialmente en la región R_{ab} la razón T_e/T_i tiene valores chicos, esto trae como consecuencia la filtración

de iones de esta región hacia el choque. El segundo panel de la figura 3.5 muestra el registro de estos iones secundarios.

El aumento en la densidad de los iones secundarios aunada a la densidad de los iones provenientes del viento solar, generan un potencial llamado *potencial de post-impacto*, ver figura 3.6. En esta región la magnitud de \vec{B} alcanza su máximo, por lo que en la literatura muchas veces se refieren al post-impacto como el máximo de \vec{B} en el choque cuasiperpendicular.

Una vez que se genera el potencial de post-impacto, el flujo de iones provenientes de la región R_{ob} queda interrumpido. Nótese que aunque los iones tengan la misma energía que antes de formado el post-impacto, al formarse éste, el nivel de energía sube y, en consecuencia los iones ya no pueden cruzarlo. Ver figura 3.7.

Junto al potencial, se genera un *pie* y una *rampa* en el registro del campo magnético, ver figura 3.6. En la región del pie las escalas son de $\sim 2c/\omega_{pi}$, donde $\omega_{pi} = (4\pi ne^2/m_i)^{1/2}$ es la frecuencia iónica del plasma. En la rampa, las escalas son $\ll c/\omega_{pi}$ y en el post-impacto las escalas son de $\sim 6c/\omega_{pi}$.

Ahora bien, debido a la presencia del potencial y del pie es que los iones provenientes del viento solar son reflejados sin fluir río arriba, quedando "atrapados" a las líneas del campo \vec{B} . Consecuencia de, es que las órbitas de los iones describen giros alrededor de estas líneas del campo \vec{B} . Para mayor detalle ver *Balikhin, (1995)*.

Las escalas relacionadas con los giroradios de estas orbitas son de $3 - 4c/\omega_{pi}$. Durante sus órbitas los iones pueden interactuar con los campos ganando o cediendo energía; en el caso de ganarla lo hacen debido al trabajo que ejerce el campo \vec{E} sobre ellos.

En caso de ganar energía después de aproximadamente media revolución, los iones encuentran nuevamente al potencial del choque, pero en esta ocasión los iones (ahora sí) poseen la energía necesaria para cruzar río abajo. En el caso de que los iones no hayan ganado la energía suficiente para cruzar el potencial, entonces son reflejados nuevamente; a este proceso se le conoce como *reflexión múltiple*. Una vez que llegan río abajo, se asume que los iones han sufrido calentamiento adiabático y sus desplazamientos siguen trayectorias de deriva, ver figura 3.7.

Habrá que considerar además que existe una relación entre el número de iones reflejados y la magnitud del campo magnético en la región de post-impacto: ambas se incrementan de manera similar al incrementar el valor de M_A , esta relación se muestra en la figura 3.8. Si el número de iones reflejados tiende a cero, el incremento en el campo magnético relacionado al post-impacto se desvanece. A la inversa sucede lo mismo.

Otra de las características del campo magnético, es que en el pie se observa una desaceleración del plasma acompañado por incrementos (moderados) en T_e y en la magnitud de \vec{B} , sin embargo, es en la rampa en donde se observan los cambios más sustanciales.

Debido a que la rampa es una estructura altamente no lineal, es que se forman en esta región los cambios más notables: incrementos drásticos de T_e y en magnitud de \vec{B} , y como consecuencia de estos incrementos, comienza la reflexión de los iones (iones

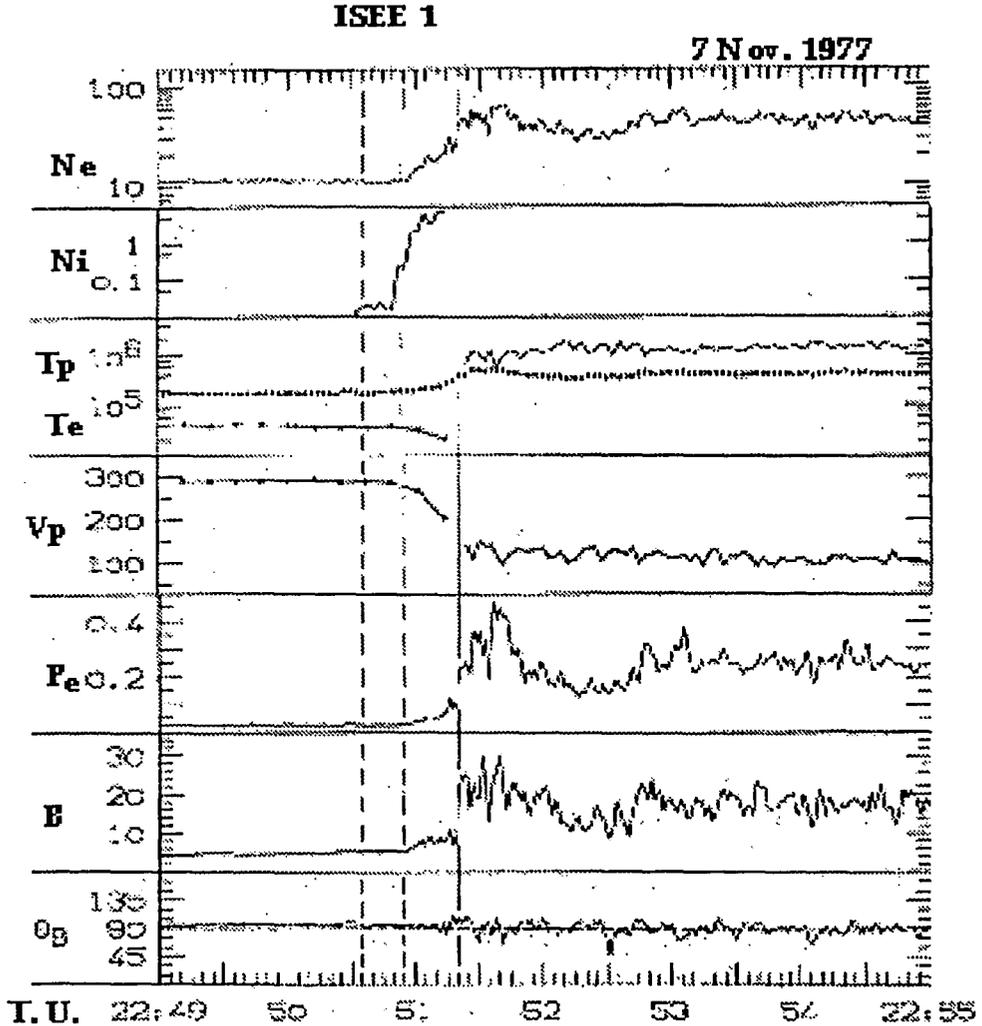


Figura 3.5: Registro de un choque cercano a la perpendicularidad. Densidad en (cm^{-3}), temperatura en ($^{\circ}\text{K}$) donde la línea punteada corresponde a T_p y la línea sólida corresponde a T_e , velocidad en (km/s), presión en ($n\text{N m}^{-2}$), magnitud del campo magnético en ($n\text{T}$) y el ángulo θ_{Bn} en (grados). Adaptada de *Schope et al.*, (1983).

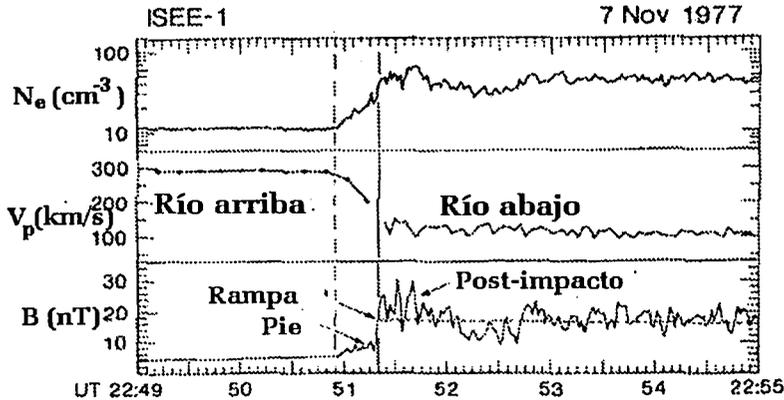


Figura 3.6: En estas gráficas se resaltan los paneles primero, cuarto y sexto de la figura 3.5. Adaptada de *Burgess, (1995)*.

secundarios); además, existe una desaceleración de los iones provenientes del viento solar.

En la región de post-impacto, se observa un tren de ondas de amplitud grande con escalas del orden de fracciones de c/ω_{pi} . Pasando este tren de ondas y antes de comenzar la región R_{ab} , la intensidad del campo magnético decae considerablemente; a esta zona se le nombra *región de relajación de post-impacto*.

Ahora bien, el calentamiento de los electrones se supone adiabático aunque pudiese no serlo para todo tiempo, pero de cualquier forma el calentamiento de los electrones está relacionado con la desaceleración de los iones en la rampa: la energía de flujo de iones es transferida a energía térmica de los mismos iones y, según se vió, también se transfiere a la formación del potencial. Parte de la energía de este potencial es transformada en energía térmica para los electrones, implicando un ensanchamiento en las distribuciones $f(v_{||})$ y $f(v_{\perp})$. Ver *Gedalin et al., (1995)*.

Otro parámetro de importancia de los electrones es $\tau_e = P_e/\rho_e$ en la región río arriba, pues si $\tau_e \leq 1$ el calentamiento de los electrones se da por resistividad ohmica y la estructura del choque es independiente de τ_e , mientras que si $\tau_e > 1$ el calentamiento es adiabático (por compresión).

Finalmente, cabe mencionar que para el caso de un *choque subcrítico* ($M/M_c < 1$), se observa un crecimiento monótono de las ondas de \vec{B} y los electrones se calientan conforme a las relaciones RH, siempre y cuando los iones se calienten de manera adiabática.

Referencias:

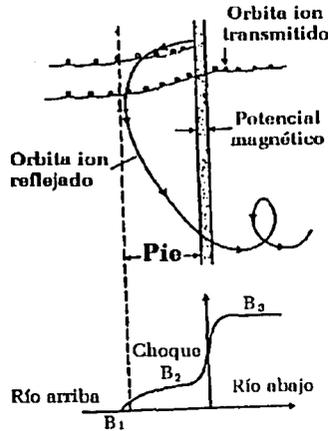


Figura 3.7: Esquematzación de las órbitas y trayectorias de iones en su encuentro con el choque. Adaptada de Bingham, (1995).

Balikhin M., Kranosselskikh V., Gedalin M. The scales in quasiperpendicular shocks. Incluido en *Adv. in Space Research, Physics of Collisionless Shocks. Vol. 15, núm. 8/9, pág. 247, 1995*

Bingham R., Microprocesses. *Plasma physics, an introductory course. Editado Dendy, Cambridge press, Great Britain, 1995*

Bryant D.A., Space plasma physics. Incluido en *Plasma physics, an introductory course. Editado por Dendy, Cambridge press, Great Britain, 1995*

Burgess D., Collisionless shocks. *Introduction to space plasma physics. Editado by Kivelson-Russell, Cambridge press, USA, 1995*

Gedalin M., Balikhin M., Kranosselskikh V. Electron heating in quasiperpendicular shocks. *Adv. in Space Research, Physics of Collisionless Shocks. Vol. 15, núm. 8/9, pág. 225, 1995*

González E.J.A., Introducción a la dinámica de gran escala del medio interplanetario. *Publicaciones del Instituto de Geofísica, UNAM, México, 2000*

Goodrich C.C. Numerical simulations of quasiperpendicular collisionless shocks. *Adv. in Space Research, Physics of Collisionless Shocks. Vol. 15, núm. 8/9, pág. 153, 1995*

Hockney R.W., Eastwood J.W., Computer simulations using particles. *McGraw-Hill, New York, 1981*

Hundhausen A.J., The solar wind. Incluido en *Introduction to space plasma physics. Editado por Kivelson-Russell, Cambridge press, USA, 1995*

Kivelson M.G., Russell C.T., Introduction to Space Physics. *Cambridge university*

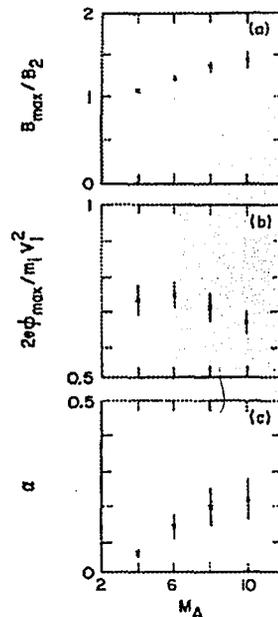


Figura 3.8: De arriba hacia abajo comportamientos de: magnitud máxima del campo magnético normalizado con la magnitud del campo río abajo, potencial normalizado con respecto a la energía cinética iónica río arriba ($m_i V_1^2/2$) y número de partículas reflejadas (α) respectivamente. Adaptada de Leroy et al., (1982).

press, Los Angeles, 1995

Leroy M.M., Winske D., Goodrich C.C., Wu C.S., Papadopoulos K., The structure of perpendicular bow shocks. *J. Geophys. Res.* Vol. 87, pág. 5081, 1982

Ortolani S., Magnetohydrodynamics of plasma relaxation. *World scientific press, Singapore, 1993*

Sckope N., Paschmann G., Bame S.J., Gosling J.T., Russell C.T., Evolution of ion distributions across the nearly perpendicular bow shock: Specularly and non-specularly reflected-gyrating ions. *J. Geophys. Res.* Vol. 88, pág. 6121, 1983

Zirin H., Astrophysics of the Sun. *Cambridge University Press, Sydney, 1988*

Capítulo 4

El antechoque terrestre

4.1 Introducción

Dada la orientación del campo magnético CMI y dada la geometría del choque terrestre, la cual no es plana, es que se forma en el choque una región de interacción entre el viento solar y partículas energizadas. A esta región se le conoce como el *antechoque* y en ella existen una gran variedad de ondas y de distribuciones de partículas.

Una particularidad del antechoque es la región que ocupa, siendo sólo río arriba de la parte cuasiparalela del choque donde se genera (ver figura 4.1). Como se verá en líneas posteriores, esto tiene su causa en la orientación del ángulo entre el campo magnético CMI con la normal a la superficie de choque. Asimismo, muchas de las propiedades de las distintas distribuciones de iones y electrones que están presentes en esta región, dependen también de la orientación de este ángulo θ_{Bn} ; debido al valor de θ_{Bn} las partículas pueden escapar río arriba.

El antechoque tiene la importante característica de ser un "laboratorio natural de plasma", altamente rico en variedad de ondas e inestabilidades que se han ido estudiando y de las cuales se han obtenido importantes resultados.

En el antechoque es posible hacer una clasificación de regiones, destacando la subdivisión de antechoque de electrones y de iones como se muestra en la figura 4.1. Se debe notar que río arriba de la región cuasiperpendicular no existe un antechoque.

Es importante recordar que el viento solar está compuesto esencialmente de iones y electrones, de ahí que se genere una región de antechoque para cada componente. La causa de esta distinción se debe a la diferencia de masas entre ambas poblaciones, $m_i \sim 1000m_e$.

4.2 El antechoque de iones

En esta sección se comienza con un análisis de los diferentes tipos de haces existentes en el antechoque de iones. Se prosigue con una explicación de los procesos por los cuales los iones se encuentran en esta región. Finalmente se hace una descripción de

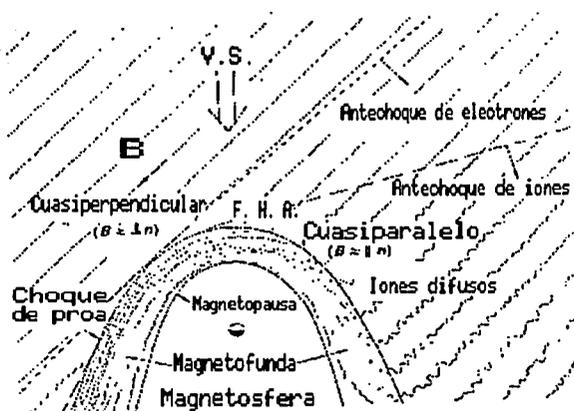


Figura 4.1: Esquemización del antechoque. La línea punteada en la que se leen las siglas F. H. A. representa la frontera de los haces alineados. Adaptada de *Bingham, (1995)*.

las distintas ondas registradas en el antechoque de iones y la relación de estas ondas con las distribuciones observadas.

En la literatura de la física de choques espaciales, las *distribuciones de partículas supertérmicas* se distinguen por poseer magnitudes en sus parámetros como temperatura, velocidad y energía, por encima de los valores de los parámetros del “plasma ambiente” (en este caso el viento solar). En el choque terrestre, los valores de los parámetros en las distribuciones supertérmicas se han incrementado sustancialmente debido a que las partículas ya han interactuado con el choque. Las distribuciones supertérmicas se encuentran tanto en el antechoque como en la región río abajo (magnetofunda).

4.2.1 Distribuciones de iones

Las principales poblaciones de iones supertérmicos en el antechoque son:

- 1) Las distribuciones de *haces de iones alineados a \vec{B}* : se caracterizan por flujos colimados (anisotrópicos angularmente) con temperaturas del orden de ~ 10 keV. Ver figura 4.2. A estas distribuciones se les llama también haces reflejados o reflejados fríos o simplemente haces alineados.
- 2) Las distribuciones de *iones difusos*: su distribución de velocidad en el espacio-fase es isotrópica angularmente y presenta temperaturas de hasta 100 keV.
- 3) Las distribuciones de *iones intermedios*: se encuentran en un proceso evolutivo “intermedio” entre los iones alineados y los difusos.

Los tres tipos de distribuciones mostrados tienen un desplazamiento *alineado* al campo magnético CMI.

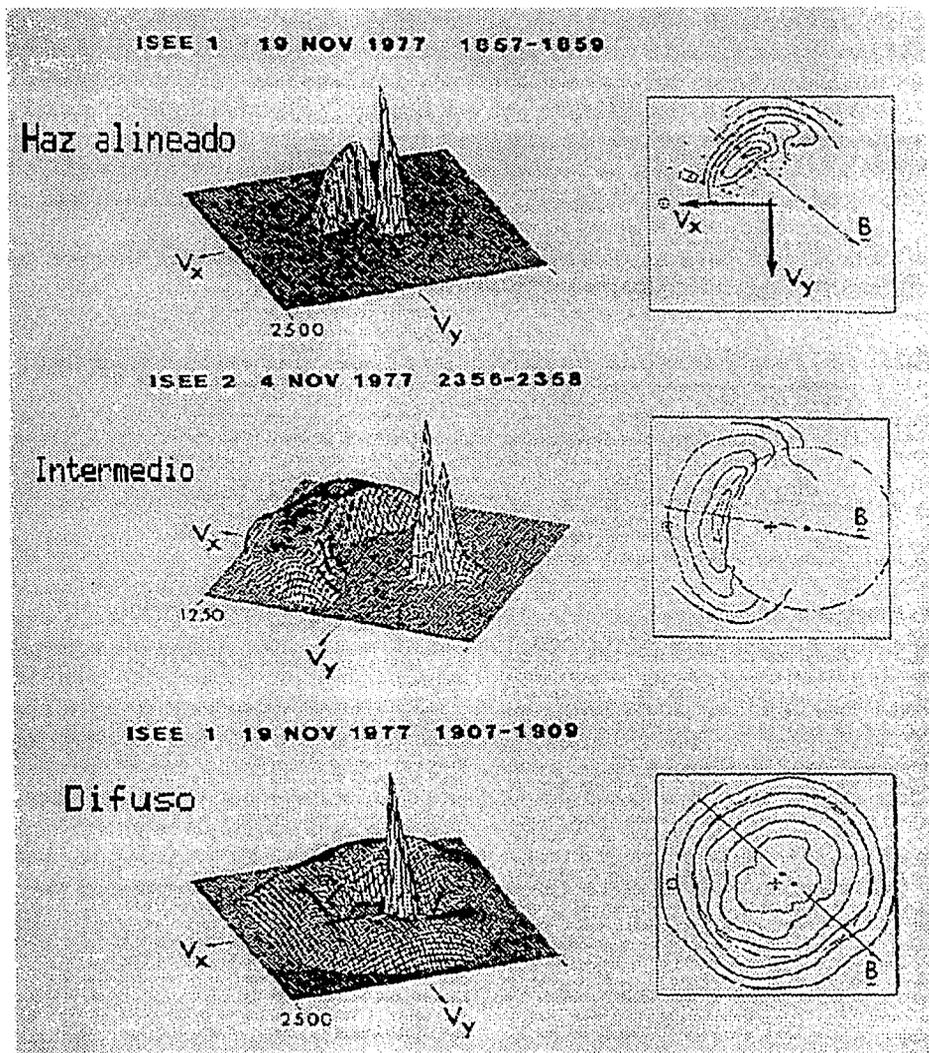


Figura 4.2: Ejemplos de distribuciones de iones supertérmicos. A la izquierda, gráficas de conteo de las partículas en forma de relieve en un espacio-fase de dos dimensiones; la parte central y más alta en cada relieve corresponde a la distribución principal (viento solar ambiente), mientras que la distribución lateral y menos alta corresponde a los iones supertérmicos. A la derecha, para las mismas tres distribuciones se tienen contornos de isodensidad en el mismo espacio-fase; la flecha representa la proyección del campo magnético CMI en el plano de la eclíptica. Adaptada de *Paschman et al.*, (1981).

Existe un cuarto tipo de población, al cual se le conoce como *distribución giratoria o iónica giratoria*. Esta distribución es especial, ya que difiere de las anteriores porque además de tener un desplazamiento alineado (a lo largo del campo magnético CMI), su velocidad promedio presenta una componente perpendicular al campo, lo que trae como consecuencia giros de las distribuciones alrededor de las líneas del campo magnético CMI. Esta es una propiedad de tipo macroscópica y su trayectoria sigue un comportamiento muy similar al efecto de velocidad de deriva que se presentó en la teoría de dinámica de una partícula en la sección 1.2.1.

La tabla 4.1 incluye propiedades de las tres primeras distribuciones, sin hacer mención de las distribuciones giratorias.

Tabla 4.1: Propiedades promediadas de tipos de distribuciones supertérmicas.

Parámetro	Haces alineados	Intermedios	Difusos
ρ/ρ_{vs}^*	0.01	0.01	0.01
v/v_{vs}^*	2.00	1.75	1.20
Temperatura, (°K)	7×10^6	2×10^7	4×10^7

*El subíndice *vs* corresponde al valor del viento solar.

De esta tabla se identifica que la cantidad de iones supertérmicos es pequeña, siendo en promedio el 1% de la población total del viento solar. También se observa que la densidad es la misma para los tres tipos de distribuciones, pero estos tipos cambian de distribuciones "rápidas y frías" (iones alineados) a "lentas y calientes" (iones difusos).

Las distribuciones supertérmicas mostradas en la tabla 4.1 evolucionan de manera suave y continua, desde una etapa de distribución alineada hasta una etapa de distribución difusa, por lo que cuando se expliquen los procesos por medio de los cuales los iones se encuentran en la región río arriba, sólo es necesaria la explicación para las distribuciones alineadas, pues a partir de estas se explican las intermedias y las difusas. Cuando se hable de las ondas en el antechoque, se explicará entonces el proceso evolutivo de las distribuciones.

4.2.2 Procesos de reflexión y filtración de iones

Veamos cómo se explica la presencia de los iones en el antechoque. Han sido propuestos dos procesos: 1) *Iones reflejados*, en este proceso los iones sufren una reflexión al llegar al choque y cambian su dirección de desplazamiento, de tal forma que ahora fluyen de la superficie del choque hacia el Sol. 2) *Iones filtrados*, este proceso refiere a los iones que se "filtran" de la magnetosfera terrestre, escapando también río arriba hacia el antechoque (ver Thomsen, (1985).)

Dentro del proceso de iones reflejados se distinguen dos mecanismos: Los iones que se reflejan conservando el momento magnético (μ_B) y aquellos iones que se reflejan de manera "especial".

Si el *momento magnético es conservado*, el modelo arroja resultados muy cercanos a las propiedades en los haces de iones alineados registrados por las naves espaciales, aunque cabe mencionar que el número de reflexiones de este tipo registradas por las naves, es pequeño.

El modelo de la *reflexión especular* ha tenido éxito al explicar características en las poblaciones iónicas que se encuentran justo afuera del choque, en la región cuasiparalela, y en las poblaciones iónicas giratorias. Este modelo tiene como principal causa de la reflexión especular al potencial eléctrico que está presente en la región del choque.

Por otra parte, en el proceso de *iones filtrados de la magnetosfera* también se distinguen dos modelos: Uno es de *iones filtrados conservando μ_B* , y el otro es de *iones filtrados que son acelerados* paralelos a la normal del choque (\vec{n}). La esencia de estos modelos recae en el hecho de que río abajo de la superficie del choque, existen iones con distintos niveles de energía y que, entonces, sólo los iones con mayores energías son capaces de vencer el potencial eléctrico y escapar río arriba (*modelo de conservación de μ_B*); incluso, en algunos casos, pueden acelerarse paralelos a la normal del choque (*modelo de iones acelerados*).

Cabe mencionar que de diferentes tipos de estudios hechos con los datos de las naves ISEE 1 y 2, *Greenstadt, (1985)* concluye que "la dirección apropiada para que se genere la reflexión abarca un rango de θ_{Bn} aproximado de $26^\circ < \theta_{Bn} < 42^\circ$; mientras que para el filtrado de iones magnetosféricos el rango es mayor, de $45^\circ < \theta_{Bn} < 65^\circ$ ", por lo que prácticamente existe presencia de iones supertérmicos en un rango para θ_{Bn} desde 26° hasta 46° .

Es importante señalar que se han observado registros fuera de los rangos propuestos por *Greenstadt*, por lo que tenemos entonces iones filtrados y hasta en ocasiones iones reflejados en ambas regiones del choque: la cuasiparalela y la cuasiperpendicular. Ver figura 4.3(a) y 4.3(b). Una característica que debe resaltarse, es que los iones (y electrones) sólo pueden escapar hacia la zona cuasiparalela, y esto es posible porque la orientación entre el campo magnético CMI y la normal al choque \vec{n} así lo permite.

En la figura 4.3 BB representa la frontera de *iones alineados* y DB representa la frontera de *iones difusos*; estas fronteras fueron propuestas por *Bonifazi, (1981)*. Ver figura 4.3(c). TH y T delimitan las regiones propuestas por *Thomsen, (1983)* y *Tanaka, (1983)* en donde ocurre filtración de iones. G representa la región propuesta por *Gosling, (1982)* en la cual se da la reflexión especular.

Debe mencionarse que la región del antechoque de electrones, así como la descripción de las ondas en esa región no se mencionan en este trabajo. De cualquier manera, en *Ramírez, 2002* puede encontrarse algo referente al antechoque de electrones.

4.2.3 Ondas en el antechoque de iones

Bien, es el turno de la descripción de las ondas que se registran en la región del antechoque de iones, pero antes, se debe describir y precisar el papel interdinámico que tienen estas ondas con las distribuciones supertérmicas río arriba:

onda, y como resultado de esto, es que la mayoría de las ondas del antechoque tienen un desplazamiento neto en dirección hacia la Tierra.

Y octavo, el viento solar que ha sido alterado y que ha acarreado a la mayoría de las ondas consigo, encuentra al choque, alterándolo de tal forma, que se fomenta la reflexión y filtración de iones. Con estos iones se forman nuevas distribuciones de iones colimados, los cuales a su vez interactúan con la distribución principal (viento solar); y el ciclo vuelve a empezar.

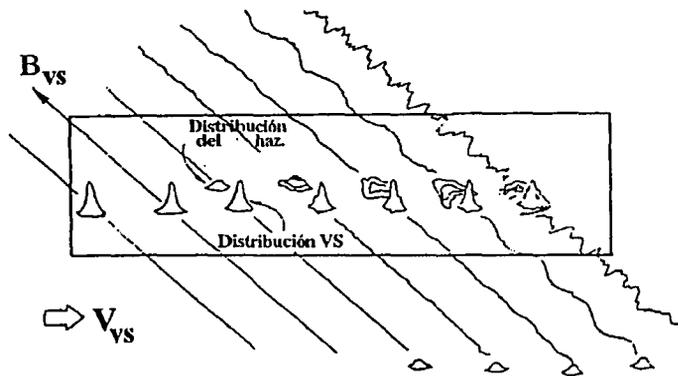


Figura 4.4: Esquemización del desarrollo de la interacción entre los iones supertérmicos y las ondas de baja frecuencia con el viento solar incidente. Adaptada de *Greenstadt, (1985)*.

Habría que agregar que, las distribuciones de iones (cualesquiera que sean) son proveedoras de energía libre que se canaliza a ondas e inestabilidades en el plasma por medio del campo magnético. Esto se observa en la figura 4.4 al comenzar a aparecer perturbaciones en las líneas del campo \vec{B} conforme las distribuciones se acercan a la superficie del choque.

Así pues, en la región del antechoque de iones, se produce una amplia variedad de ondas electrostáticas y electromagnéticas. Las ondas son típicamente de baja frecuencia para las electromagnéticas ($\omega < \Omega_i$) y acústicas para las electrostáticas. Los modos predominantes de las ondas en esta región son las ondas magnetosónicas rápidas y las ondas de Alfvén.

Las naves ISEE y AMPTE-UKS han podido registrar simultáneamente ondas típicas de esta región. Estudios hechos con estos datos, arrojan como resultado que la amplitud de las ondas se incrementa al adentrarse en el antechoque, y que existe una correlación entre las ondas y el tipo de distribución.

Finalmente, las ondas de baja frecuencia registradas en el antechoque de iones varían típicamente en un rango de frecuencias de $0.03 < f < 0.5 Hz$.

Existe una frecuencia característica debida a la presencia del campo magnético, la *girofrecuencia iónica* o más bien conocida como *frecuencia ciclotrónica* (Ω_i), la cual está dada por

$$\Omega_i = \frac{q\vec{B}}{m_p} \quad (4.1)$$

Por ejemplo, para un valor promedio de $5\pi T$ en el campo magnético, se obtiene una girofrecuencia $\Omega_i = 0.478 Hz, \sim 0.5 Hz$, la cual es mayor que la frecuencia de las ondas de baja frecuencia de la región del antechoque de iones.

Para terminar, cabe mencionar que la girofrecuencia de los electrones, $\Omega_e = \frac{q\vec{B}}{m_e}$, para el mismo campo de $5\pi T$, es mucho mayor que la girofrecuencia iónica, siendo $\Omega_e = 879.12 Hz$. A este tema de ondas en el antechoque se le dedica un estudio más profundo en el capítulo 5.

Referencias:

Bingham R., Microprocesses. *Plasma physic, an introductory course*. Editado por *Dendy*, Cambridge press, Great Britain, 1995

Bonifazi C., *Moreno G.*, Reflected and diffuse ions backstreaming from the Earth's bow shock. *J. Geophys. Res. Vol. 86*, pág. 4397, 1981

Gosling J.T., *Thomsen M.F.*, *Bame S.J.*, *Feldman W.C.*, *Paschmann G.*, *Sckopke N.*, Evidence for specularly reflected ions upstream from the cuasiparallel bow shock. *Geophys. Res. Lett. Vol. 9*, pág. 1333, 1982

Greenstadt E.W., Oblique, parallel and quasi-parallel morphology of collisionless shocks. Incluido en *Geophysical Monograph Vol.35*, pág. 169, 1985

Paschmann G., *Sckopke N.*, *Papamastorakis I.*, *Asbridge J.R.*, *Bame S.J.*, *Gosling J.T.*, Characteristics of reflected and diffuse ions upstream from the Earth's bow shock. *J. Geophys. Res. Vol. 86*, pág. 4355, 1981 *Ramírez, J.C.* Un estudio del choque y antechoque terrestre. Próxima Publicación del Instituto de Geofísica, UNAM, México, 2002

Tanaka M., *Goodrich C.C.*, *Winske D.*, *Papadopolous K.*, A source of backstreaming ion beams in the foreshock region. *J. Geophys. Res. Vol. 88*, pág. 3046, 1983

Thomsen M.F., *Gosling J.T.*, *Bame S.J.*, *Feldman W.C.*, *Paschmann G.*, *Sckopke N.*, Field-aligned ion beams upstream of the Earth's bow shock: Evidence for a magnetoheath source. *Geophys. Res. Lett. Vol. 10*, pág. 1207, 1983

Capítulo 5

Ondas en el antechoque terrestre

5.1 Introducción

Aunque previamente se han revisado las ondas en la sección del antechoque, en esta sección se hace énfasis en el análisis y en la caracterización de las ondas en esa región.

La necesidad de hacerlo es que se ha encontrado que los estudios de las ondas conjuntamente con las inestabilidades asociadas a ellas, juegan un papel fundamental en los procesos de termalización de las partículas y de disipación de energía en plasmas sin colisiones. Otro de los factores por los cuales se enfatiza en el estudio de las ondas, es que su presencia en el modelo de reformación del choque es de imperiosa necesidad.

Otro incentivo de este análisis, es que las ondas se registran en distintas regiones del choque terrestre: antechoque, región de transición (choque), viento solar ambiente, magnetofunda, magnetopausa y magnetosfera; así que el buen entendimiento en cuanto a formación y evolución de las ondas, permitirá una mejor comprensión de la interacción de la Tierra con el viento solar. Finalmente, una razón más para el estudio de las ondas, es que están presentes en muchos y muy variados entornos de plasmas espaciales.

Aunque en el antechoque de iones se vieron algunas de las propiedades de las ondas y sus respectivas interacciones con las distribuciones de partículas, ahora, en lo siguiente, se dan detalles sobre las llamadas *ondas de frecuencia ultra baja* (ondas FUB), que son clásicas del antechoque.

Las ondas FUB se caracterizan por ser de frecuencias mucho menores que la frecuencia ciclotrónica de los iones. Esta sección comienza por la ilustración de las zonas por las cuales han pasado algunas de las naves que han obtenido registros de ondas.

5.2 Datos de naves espaciales

Los datos espaciales que han sido más usados en el estudio del antechoque y, por ende, de las ondas del antechoque, son los proporcionados por las naves ISEE1 e ISEE2, las cuales tenían órbitas circulares cercanas a la Tierra. Ver figura 5.1.

Nótese que las naves ISEE1 e ISEE2 tenían trayectorias para las cuales tanto la

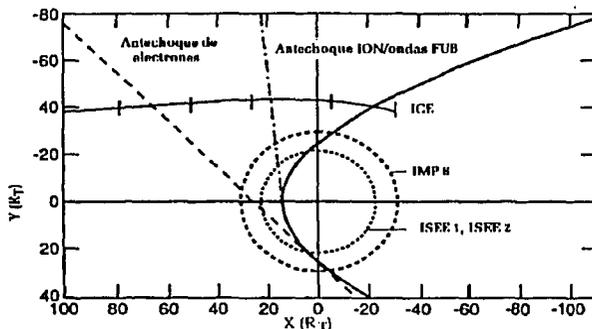


Figura 5.1: Representación de las trayectorias para algunas de las naves que han obtenido registros del antechoque. Adaptada de *Greenstadt et al., (1995)*.

frontera del antechoque como el choque estaban relativamente cerca; mientras que la nave ICE (ISEE3) tuvo una trayectoria en dirección hacia al Sol, la cual pasó como mínimo aproximadamente a $40 R_t$, y que recorrió una distancia más extensa y más profunda del antechoque que las naves ISEE e IMP8.

5.3 Ondas en el antechoque

Las ondas FUB están presentes en el antechoque, el choque y la magnetofunda. Algunos estudios de seguimiento espacial de las ondas comienzan en el antechoque y terminan río abajo en la magnetofunda, razón por la cual destacan las tres zonas mencionadas (*Krauss-Varban, 1995*).

Las ondas, en general, pueden registrarse en forma de pulsos, paquetes de ondas, ondas simples o combinaciones de éstas. En la figura 5.2 se muestra la clasificación de ondas en el antechoque según sus períodos y características generales.

A continuación se muestran algunas de las propiedades de las distintas ondas FUB.

5.3.1 Ondas de 1 Hz

- Están asociadas principalmente al antechoque de electrones.
 - Su amplitud decae al adentrarse en el antechoque.
 - Long. de onda: $\lambda_{1Hz} \sim 100 \text{ Km}$. Frecuencia: $20 \Omega_p < f_{1Hz} < 100 \Omega_p$.
 - Presencia de precursoros (fase previa de las ondas de 1 Hz) cuando $M < M_c$ ($0.5-0.85 M/M_c$). M_c es el número de Mach crítico, descrito en la sección 3.1. Las ondas de 1 Hz se observan mejor cuando $M = M_c$.
 - Son de elíptica a circularmente polarizadas, dependiendo de si su dirección de propagación es a lo largo de las líneas de \vec{B} o en direcciones oblicuas a \vec{B} .

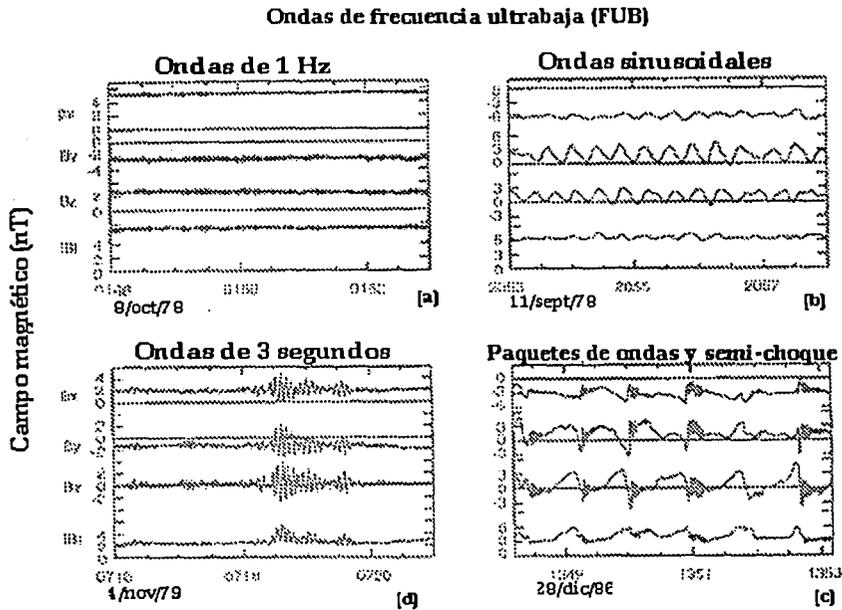


Figura 5.2: Clasificación de las Ondas FUB. Adaptada de *Greenstadt et al.*, (1995).

- Pueden ser de polarización izquierda o derecha, en el marco del plasma.

La polarización de las ondas depende del sentido en que giran, el cual está determinado por medio de "la regla de la mano derecha". Ver la figura 5.3.

Esta forma de determinarlo se hace a partir de observar a un tiempo inicial (t_1) el vector $\vec{B}(t_1)$ y ver un tiempo después (t_2) hacia dónde rota el vector $\vec{B}(t_2)$. Ahora, con la rotación de la mano derecha desde $\vec{B}(t_1)$ en dirección del $\vec{B}(t_2)$, se obtiene la polarización derecha. En el caso contrario en que la rotación es contraria al sentido de la mano derecha, corresponde a la polarización izquierda. Ahora, supongamos un campo magnético ambiente \vec{B}_0 en el eje z con dirección hacia el exterior del papel. Al aplicar la regla de la mano derecha, cuando hay polarización derecha la dirección del dedo pulgar apunta en la misma dirección (hacia afuera del papel) que el campo magnético \vec{B}_0 . Con la polarización izquierda el dedo pulgar apunta en sentido inverso (hacia adentro del papel) a la dirección de \vec{B}_0 .

El marco de referencia, nombrado marco del plasma, es aquél que se desplaza conjuntamente con el flujo, por lo que en este marco la velocidad del plasma es cero. En

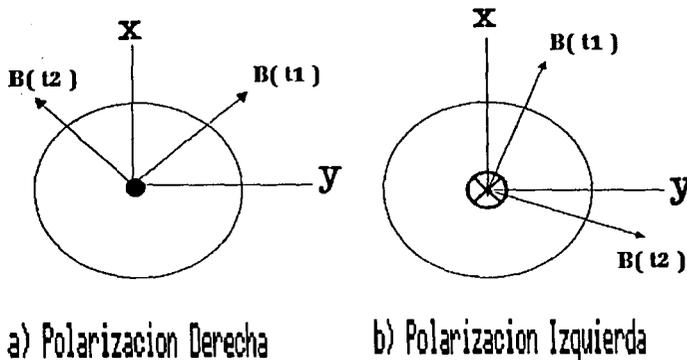


Figura 5.3: Regla de la mano derecha en un plano XY. La rotación en sentido contrario a las manecillas del reloj es positiva (derecha).

el caso de no especificar en qué marco estamos, se debe entender que por omisión el marco de referencia es el del plasma.

Las posibles fuentes de las ondas de 1 Hz no están del todo claras, sin embargo han sido propuestas tres posibilidades: a) Generadas en el choque con desplazamiento río arriba, b) Generadas localmente por haces de electrones, y c) Generadas por haces de electrones de energías intermedias si existe conexión magnética entre las líneas de \vec{B} y el choque.

Registros de naves hechos en Mercurio y Venus muestran también la presencia de ondas de 1 Hz enfrente de ambos planetas. Estudios hechos en estos planetas para identificar las fuentes de estas ondas favorecen fuertemente la primera posibilidad: Generadas en el choque y desplazadas río arriba, ver *Orlowski et al., (1991)*.

A modo de comentario se debe señalar que en el antechoque de electrones no existe tanta variedad de ondas como en el antechoque de iones. Las ondas FUB restantes que se describen a continuación se asocian en general al antechoque de iones y al choque principalmente.

5.3.2 Ondas Sinusoidales de 30 segundos

- Producen fluctuaciones en densidad (ρ) y presión (P), alcanzando en algunas ocasiones variaciones de hasta un 20% de los valores de ρ y P.

- Las ondas compresivas sinusoidales pueden ser de polarización derecha o izquierda en el marco de la nave.

- Forma, longitud de onda (λ) y frecuencia similares para ambas polarizaciones.
- Modo predominante de ondas en la magnetosfera.

Greenstadt et al., (1995) contemplan en su estudio los orígenes de las ondas sinusoidales, y proponen que estas ondas se deben a inestabilidades generadas principalmente por iones supertérmicos que fluyen río arriba.

Las inestabilidades clásicas que generan las ondas presentes en el antechoque, son del tipo *ión/ión*, las cuales tienen propagación a lo largo del campo \vec{B} y algunas de ellas tienen resonancia de ciclotrón con los iones que fluyen río arriba. Dentro de las inestabilidades *ión/ión* asociadas a ondas compresivas, están las producidas por el flujo de haces densos y rápidos (derecha no resonante, $V - DNR$) y las producidas por haces excesivamente calientes (izquierda Alfvén/ión", $V - IAI$), (*Gary*, 1993). Las ondas sinusoidales son principalmente de polarización derecha.

Algunas de las ondas sinusoidales como las producidas por la inestabilidad $V - IAI$ evolucionan en paquetes de ondas y semi-choque, como las mostradas en la figura 5.2(c). En general, los paquetes de ondas y semi-choque son de ambos tipos de polarización.

5.3.3 Ondas de periodo ~ 3 segundos

- Descubiertas recientemente, *Lee et al.*, 1992.

- Son vistas río arriba en la zona cuasiparalela, pero sólo si las líneas del campo magnético CMI intersectan al choque.

- Asociadas a β altas, ver sección 2.3.

- Son siempre de polarización derecha circular en el marco de la nave.

Blanco-Cano et al., (1999) encuentran en su estudio que las ondas de 3 segundos se observan sólo cuando hay intersección del campo magnético CMI con la superficie del choque. En regiones en donde el campo magnético tiene un comportamiento "tranquilo", estas ondas se observan acompañadas de haces de iones alineados. Si las ondas son observadas en regiones para las cuales el campo es irregular, los haces de iones asociados presentan una distribución con mayor isotropía angular (distribuciones intermedias y difusas).

Blanco-Cano et al., (1999) concluyen que las ondas de 3 segundos pueden ser generadas por inestabilidades *derecha no resonante* ($V - DNR$), de tal forma que las ondas de 3 segundos asociadas a distribuciones alineadas e intermedias son generadas localmente, mientras que las ondas de 3 segundos asociadas a distribuciones difusas son generadas río arriba de donde se observan.

5.3.4 Tratamientos MHD y Teoría Cinética

Los procesos cinéticos asociados con las ondas FUB incluyen reflexión, aceleración de deriva, "disipación por calentamiento de partículas" y aceleración de Fermi de primer orden. Ver *Armstrong et al.*, (1985).

Las teorías desarrolladas para el tratamiento de las ondas son nuevamente MHD y teoría cinética. Cada una ofrece ciertas ventajas sobre la otra, dependiendo de qué es lo que se quiere enfatizar del estudio y del enfoque que quiera dársele, pero en general, MHD tiene restricciones cuando se hace un tratamiento con mayor detalle de los efectos cinéticos de las partículas y de las interacciones de éstas con los campos.

Teoría cinética en lo general, además de poseer las características previamente mencionadas, ofrece la posibilidad de realizar estudios de ondas para β altas (común en el choque terrestre), mientras que MHD tiene problemas con β altas.

Sin embargo, al realizar un modelo teórico, existen situaciones a considerar que afectan el modelo independientemente de la teoría seleccionada. Ondas con amplitudes que crecen tanto que no pueden ser tratadas con teoría lineal, son ejemplos de este tipo de situaciones.

De cualquier manera, una forma útil de presentar los comportamientos de los distintos modos de propagación de ondas es por medio de una *relación de dispersión*; esta manera de graficar los modos de propagación permite analizar cómo varían éstos al incrementarse la frecuencia de la onda y también permite observar cómo cambian al variar el parámetro β .

En la figura 5.4 se muestra una comparación de resultados del comportamiento de las relaciones de dispersión entre las dos teorías. En MHD resultan tres modos característicos de propagación de las ondas: el modo rápido (R), el intermedio (I) y el lento (L). Para teoría cinética se obtienen los modos magnetosónico "rápido" (R/MS), lento sónico (L/SO) y Alfvén/ión ciclotrón (A/IC).

Es importante notar que el comportamiento de los modos para ambas teorías depende de β ; esto puede observarse en las gráficas de la figura 5.4, en donde se muestran los comportamientos de los modos de propagación de la ondas para dos valores de β distintos.

En el primer caso el valor es pequeño ($\beta = 0.2$) y los comportamientos de los modos pudieran considerarse parecidos para ambas teorías, pero en el caso de β alta (3.0) son evidentes las diferencias entre los comportamientos de los modos de propagación para ambas teorías: en teoría cinética observamos que el modo (R/MS) no es el modo de propagación rápido sino a partir de $ck/\omega_{pi} = 1$. Antes de 1 el modo rápido es realmente (L/SO). Obsérvese que también para ese mismo valor de $ck/\omega_{pi} = 1$ el modo (A/IC) comienza a decrecer en frecuencia, en vez de acercarse asintóticamente a $\omega_r/\Omega_{ci} = 1$ como en los paneles restantes.

Estudios hechos por Krauss-Varban, (1995) muestran que las ondas (R/MS) se "empinan" (evolucionan?) en paquetes de ondas y semi-choque, y que si su propagación es oblicua tienen resonancias más altas con valores enteros de la girofrecuencia protónica ($n\Omega_p, n = 1, 2, 3\dots$).

Otro resultado de estos estudios es que para valores pequeños de β las ondas con modo (R/MS) son arrastradas por el viento solar, por lo que reencuentran el choque, llevando algunas de estas ondas a la magnetosfera en forma de turbulencia. La disipación de energía, en este caso, se explica por amortiguamiento de Landau (interacciones "onda-partícula").

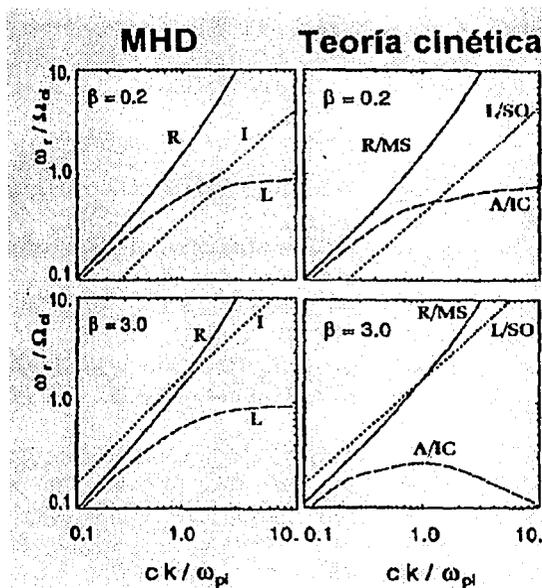


Figura 5.4: Comportamientos de los modos característicos de propagación de ondas para MHD y T.C. Adaptada de *Krauss-Varban et al., (1994)*.

Krauss-Varban encuentra en sus simulaciones que para β pequeñas, las ondas con propagación (R/MS) en la región río arriba, evolucionan al cruzar el choque, de tal forma que al llegar a la región río abajo las ondas se propagan con el modo (A/IC). Pero si β es grande, las ondas (R/MS) no necesariamente evolucionan en ondas (A/IC).

Comentarios

Como primer comentario se debe decir que muchos de los resultados obtenidos en el estudio de las ondas (y en general del antechoque) son conclusiones hechas a partir de los datos registrados principalmente por las naves ISEE1 e ISEE2 y también por IMP8.

Otra consideración importante es que los códigos usados en las teorías hasta hoy desarrolladas, tanto para MHD como para teoría cinética, son insuficientes para abarcar todas las consideraciones que se requieren para un entendimiento completo del antechoque y de las ondas descritas.

Finalmente, cabe mencionar que el estudio de las ondas, las interacciones onda-partícula y el papel de las ondas en el modelo de reformación del choque (*Scholer, (1992)*), están lejos de entenderse del todo; sin embargo, y pese a las dificultades de

obtener registros "in-situ" de manera óptima, cada día se desarrollan más estudios en distintos centros de investigación que permiten acercarnos mejor a la comprensión integral de las ondas del antechoque.

Referencias:

Armstrong T.P., Presses M.E., Decker R.B., Shock drift acceleration. *Geophysical Monograph Vol. 35, pág. 271, 1985*

Blanco-Cano X., Le G. Russell C.T., Identification of foreshock waves with 3 seconds periods. *J. Geophys. Res. Vol. 104, pág. 4643, 1999*

Gary S.P. Theory of Space Plasma Microinstabilities. *Ed. Cambridge Press, Col. Atmospheric and Space Science Series, 1993*

Greenstadt E.W., Le G., Strangeway R.J., ULF waves in the foreshock. Incluido en *Adv. in Space Research, Physics of Collisionless Shocks. Vol. 15, núm. 8/9, pág. 71, 1995*

Krauss-Varban D., Omid N., Quest K.B., Mode properties of low frequency waves: Kinetic theory versus Hall-MHD. *J. Geophys. Res., Vol. 99, pág. 5987, 1994*

Krauss-Varban D., Waves associated with quasi-parallel shocks: Generation, mode conversion and implications. Incluido en *Adv. in Space Research, Physics of Collisionless Shocks. Vol. 15 núm. 8/9, pág. 271, 1995*

Le G., Russell C.T., Thomsen M.F., Gosling J.T. Observation of a new class of upstream waves with periods near 3 seconds. *J. Geophys. Res. Vol. 97, pág. 2917, 1992*

Orlowski D.S., Russell C.T., Krauss-Varban D., Omid N., ULF waves upstream of the Venus bow shock: properties of one-Hertz waves. *J. Geophys. Res. Vol. 96, pág. 11271, 1991*

Scholer M., Burgess D., The role of upstream waves in supercritical quasiparallel collisionless shock re-formation. *J. Geophys. Res. Vol. 97, pág. 8319, 1992*

Capítulo 6

Análisis de ondas de tres segundos

6.1 Introducción

A partir de este capítulo, comienzan formalmente los trabajos originales de investigación de esta Tesis. Los capítulos anteriores han sido un marco teórico sin el cual quedaría fuera de contexto el resto del trabajo.

Como este trabajo se deriva de las ondas de tres segundos, es conveniente mostrar un ejemplo de registro de campo magnético de cada tipo de onda de tres segundos. En la figura 6.1 se muestran una onda aislada en el panel superior, una onda irregular en el panel de enmedio y una onda superpuesta en el panel inferior.

De los registros observados en la figura 6.1, se puede ver que las ondas aisladas están en regiones en donde las ondas de tres segundos son las únicas ondas bien definidas. Las ondas superpuestas están "montadas" a ondas de frecuencia más baja. Las ondas irregulares de tres segundos están en regiones con presencia de muchas ondas de distintos tipos.

Muchas son las diferencias que podrían mencionarse, y que se hará llegado el momento, entre los distintos tipos de ondas de tres segundos. Sin embargo, la clasificación hecha únicamente con el registro del campo magnético basta para diferenciar cada tipo de onda y poder comenzar la descripción de las mismas.

En lo que resta de la introducción se describe lo que se realiza en este capítulo.

En la primera parte, se grafican las posiciones en donde fueron detectadas las ondas de tres segundos. Posteriormente, se fija la atención en la dirección Sol-Tierra (eje X), y se introduce una nueva forma de presentar la información en términos de la distancia de la nariz del choque de proa a la posición de las ondas ($D_{choqueproa}$).

Este mapéo de las ondas se hace con la intención de encontrar si los distintos tipos de ondas de tres segundos se encuentran en diferentes regiones en el antechoque.

En la segunda sección, se muestran las amplitudes registradas de cada tren de onda

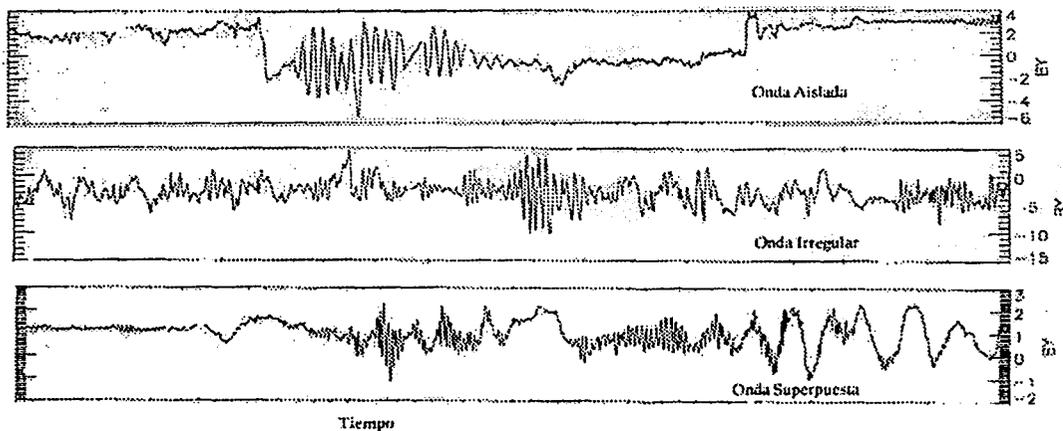


Figura 6.1: Registro típico de una componente del campo magnético, en este caso B_y , para cada tipo de onda de tres segundos. El intervalo temporal es de 10 minutos para los tres páneces.

de tres segundos.

En la tercera sección, se grafican las componentes del campo magnético promedio asociado a las ondas. Algunos resultados obtenidos de las gráficas (proyecciones en los planos XY, XZ), son discutidos e interpretados.

En la cuarta sección, se presentan y comentan dos gráficas. La primera concierne al ángulo θ_{Bn} , que es aquel formado entre la dirección del vector de campo magnético y la normal al choque.

La segunda gráfica se refiere a la distancia que hay de la posición de las ondas al choque, pero en este caso medidas a lo largo de las líneas del campo magnético. Ambas gráficas son comentadas.

6.2 POSICIÓN DE LAS ONDAS

En la figura 6.2, se muestran las proyecciones en los planos "XY" y "XZ", de las posiciones en que se detectaron los distintos tipos de ondas. Las distancias se reportan en radios terrestres (R_t), lo cual equivale a: $1 R_t = 6\ 370\ km$.

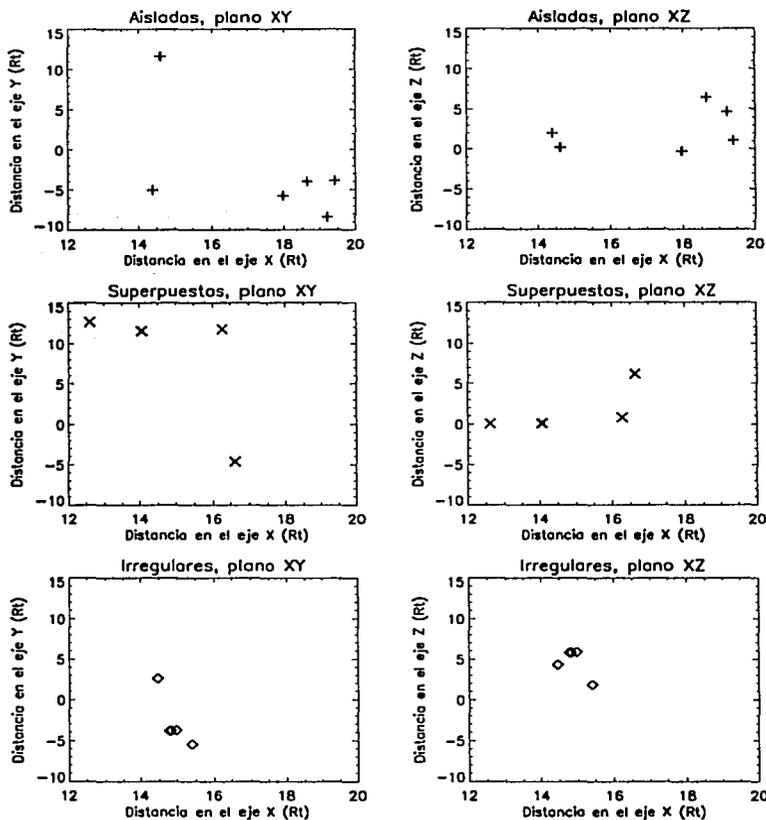


Figura 6.2: Posiciones en el plano XY y en el plano XZ, en coordenadas GSE, para las ondas de tres segundos.

De la figura 6.2, puede verse que las ondas AISLADAS (AIS) se encuentran más alejadas de la Tierra, situándose desde $14.37 R_t$ hasta $19.40 R_t$. El número de ondas aisladas que se han usado es de 10 casos, aunque debido a que algunos casos han coincidido en la posición aparentemente son sólo 6 casos.

Las ondas SUPERPUESTAS (SUP), se detectaron desde $12.60 R_t$ hasta $16.27 R_t$.

El número de casos de ondas superpuestas es de 9, aunque aparentemente sean menos.

Las ondas IRREGULARES (IRR), estuvieron presentes en una región desde $13.6 R_t$ hasta $15.4 R_t$. El número de ondas irregulares es de 6 casos, aunque nuevamente a primera vista parecen ser menos, (sólo 4).

Una vez conocida la distancia a lo largo del eje X de las ondas a la Tierra, ha sido necesario además calcular para cada caso *la distancia de la nariz del choque de proa a las ondas: $D_{choqueproa}$.*

6.2.1 DISTANCIA AL CHOQUE DE PROA

La distancia del choque a la Tierra es variable debido a que el flujo de viento solar no es constante. Es decir, que la distancia a la nariz del choque depende de valores del viento solar como son la densidad, temperatura, velocidad e intensidad de campo magnético. Es entonces que la posición del choque se acerca o aleja de la Tierra dependiendo de estos parámetros.

Así entonces, como la distancia del choque es variable, y las ondas son el resultado de la interacción del viento solar con iones supertérmicos y éstos escapan del choque, la posición al choque influye en la posición de las ondas. Por esto, es mejor conocer la distancia "neta" de la onda al choque en vez de a la Tierra.

Históricamente, en la década de 1960, se iniciaron algunos estudios del gas dinámico al encuentro con obstáculos para ver como es que varía la posición del choque. *Spreiter et al., (1966)* realizaron importantes estudios de flujos hidrodinámicos alrededor de la magnetosfera.

Estos estudios están basados en la preservación de las relaciones de Rankine-Hugoniot, permitiendo determinar la distancia al choque por medio de parámetros como son el radio (tamaño) del obstáculo, el número de Mach río arriba y el valor del cociente de los calores específicos (γ).

Se han desarrollado trabajos posteriores como los de *Cairns et al., (1994)* y *Farris et al., (1995)*, en donde se calcula la distancia del obstáculo al choque para números de Mach pequeños.

En el caso del choque de proa terrestre, y partiendo de los estudios de *Farris et al., (1995)*, se ha incorporado el valor del campo magnético como otro parámetro de consideración. Esto último, se ha hecho al seleccionar el número de Mach magnetosónico (M_{ms}). A continuación se muestra la relación final usada por Farris et al. para evaluar la distancia al choque de proa:

$$D_{ch} = D_{ob} + \frac{1.1D_{ob}(\gamma - 1)M_{ms}^2 + 2}{(\gamma + 1)(M_{ms}^2 - 1)} \quad (6.1)$$

en donde D_{ob} es la distancia al objeto, que en este caso es la magnetosfera, la cual se ha fijado a $10 R_t$ de la Tierra. El valor de γ es de $5/3$.

Así entonces, por medio de la relación (6.1) se ha podido evaluar la distancia de la Tierra al choque de proa para cada onda de tres segundos, para posteriormente evaluar $x_{onda} - x_{choque}$. A esta distancia se la ha nombrado *distancia al choque de proa*

($D_{choqueproa}$), ya que representa la longitud que hay en el eje X (dirección Sol-Tierra), de la onda a la nariz del choque.

6.2.2 DESCRIPCIÓN DE LAS POSICIONES

Para las ondas AISLADAS, una vez evaluadas las distancias de las ondas al choque, de la figura 6.3, se puede observar que $x_{onda} - x_{choque}$ abarca un rango desde $1.4 R_t$ hasta $6.39 R_t$, teniendo una distancia al choque promedio de $3.93 R_t$.

Para las ondas SUPERPUESTAS, de la figura 6.3, se puede observar que $x_{onda} - x_{choque}$ abarca un rango desde $0.15 R_t$ hasta $3.01 R_t$, teniendo una distancia al choque promedio de $0.712 R_t$.

Para las ondas IRREGULARES, de la figura 6.3, se puede observar que $x_{onda} - x_{choque}$ abarca un rango desde $0.15 R_t$ hasta $2.06 R_t$, teniendo una distancia al choque promedio de $1.25 R_t$.

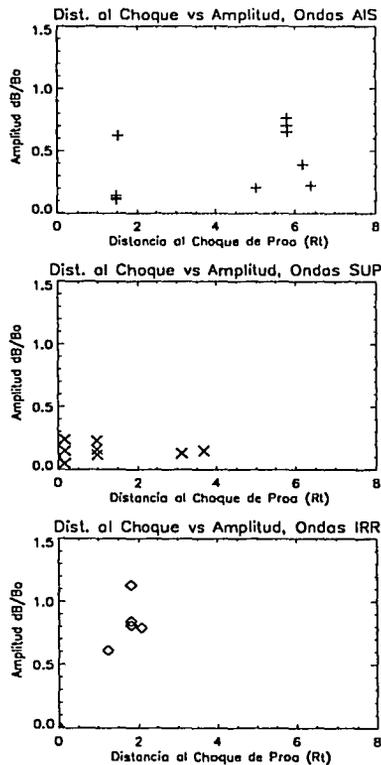


Figura 6.3: Distancia a la nariz del choque contra amplitud normalizada.

De lo anterior, se concluye que dada la forma en que han sido clasificadas las ondas de tres segundos, cada una tiene asociada un región específica en el antechoque, siendo en la dirección Sol-Tierra (eje X) las más alejadas al choque las ondas aisladas, seguidas de las ondas superpuestas y siendo las más cercanas las ondas irregulares.

6.3 AMPLITUD DE LAS ONDAS

En la figura 6.3, se muestran tres paneles, uno para cada tipo de onda, en donde se grafica la distancia a la nariz del choque contra la amplitud de las ondas normalizada con respecto al campo magnético ambiente \vec{B}_0 promediado en un intervalo de 3 minutos.

Una observación importante es hacer notar que las amplitudes de las ondas irregulares son las más grandes. Por una parte, esto es congruente con el hecho de que los iones asociados a las ondas irregulares son los difusos, y como los iones difusos se encuentran cerca al choque, esto coincide según acabamos de ver con la posición de las ondas irregulares.

Por otra parte, además como las amplitudes de las ondas irregulares son las mayores, esto es congruente con el hecho de que cerca del choque las ondas pueden haber tenido el tiempo necesario para estar en regiones donde hay inestabilidades en el plasma (fuentes de energía libre), permitiendo el crecimiento en sus amplitudes.

6.4 CAMPO MAGNÉTICO

En la figura 6.4, se grafican los valores del campo magnético interplanetario (CMI) en el plano XY y en el plano XZ.

La forma de estudio de las proyecciones del campo se hace promediando en un intervalo de 3 minutos, para graficarlas en los planos XY, XZ, que aparecen en la gráfica 6.4.

En el plano XY, las componentes B_x , B_y de los tres tipos de ondas preservan cada uno cierta dirección. Para el plano XZ, también las componentes B_x , B_z de cada tipo de onda preserva cierta alineación. En consecuencia, se concluye que el campo magnético interplanetario, tiene una firma característica (alineación) para los registros de cada tipo de onda.

Pese a existir valores que se salen de la orientación promedio de las demás componentes de las ondas en cada plano y para cada tipo de onda, es posible observar cierta dirección privilegiada en cada panel. Se concluye entonces que de manera general sí existe una orientación de los campos.

Debe hacerse notar que la alineación del campo observada en los planos de la figura 6.4, no es debida a la presencia de las ondas de tres segundos, sino que se debe más bien a la orientación que tienen las líneas del CMI al aproximarse a la Tierra.

Lo anterior se corrobora al comparar las escalas. Las ondas de tres segundos son procesos que se llevan a cabo en escalas de metros a kilómetros, mientras que las escalas del sistema (tamaños del choque y antechoque) alcanzan escalas de miles de kilómetros.

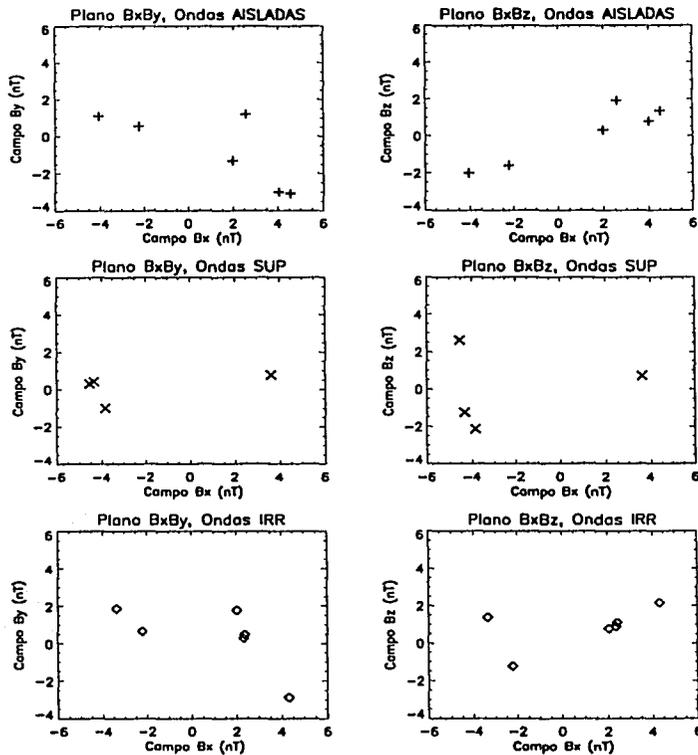


Figura 6.4: Proyecciones del campo magnético en los planos XY, XZ.

Es importante mencionar, que el campo magnético sufre un proceso de perturbación al irse acercando al choque (figura 4.4). De esta forma, el campo no tiene las mismas características en regiones donde están presentes las ondas aisladas que las superpuestas ni las irregulares. Como las ondas aisladas están más lejanas al choque, el campo es menos perturbado que en regiones en donde hay ondas superpuestas e irregulares.

A manera de conclusión, podemos decir que la alineación del campo magnético en el plano XY asociado a las ondas aisladas sí corresponde a la inclinación de las líneas del campo CMI en el antechoque, siendo de aproximadamente 45° . En el caso de las ondas superpuestas y ondas irregulares, la inclinación se desvía de lo esperado. Esto puede deberse a que en estos tipos de casos las ondas están acompañadas de otras perturbaciones que al tomar el promedio del campo magnético quedan incluidas, pudiendo afectar el resultado.

6.5 ÁNGULO θ_{Bn} y DISTANCIA A LO LARGO DEL CAMPO MAGNÉTICO

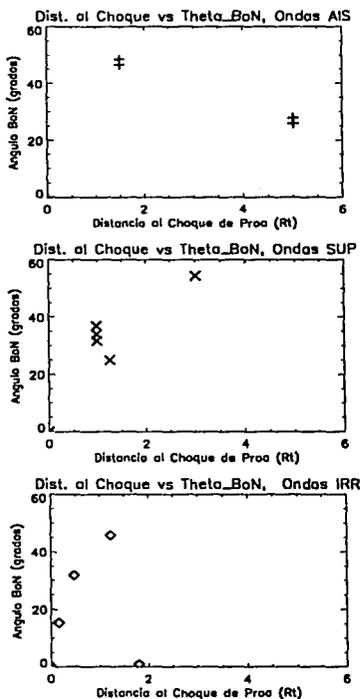


Figura 6.5: Distancia al choque de proa contra ángulo θ_{Bn} .

En la figura 6.5, se grafica la Distancia al choque contra el ángulo θ_{Bn} para cada tipo de onda. Recordar que θ_{Bn} es el ángulo que forman la normal al choque de proa y la dirección de las líneas del campo magnético.

Es importante advertir nuevamente, que los ángulos θ_{Bn} no son propiedades intrínsecas de las ondas, sino que son una propiedad de las regiones en donde fueron detectadas, y por medio de extrapolaciones en las direcciones de las líneas del campo CMI se deduce el valor de θ_{Bn} .

Para las regiones en donde se detectaron ondas aisladas, los ángulos θ_{Bn} son los más grandes de los tres tipos de ondas. Varían desde 25.11 hasta 54.48°. El número de casos en que se tiene θ_{Bn} es de 5. El promedio es de un ángulo θ_{Bn} de 36.46°.

Para las regiones de las ondas superpuestas, los ángulos θ_{Bn} varían desde 21.65

6.5. θ_{BN} Y DISTANCIA A LO LARGO DEL CAMPO MAGNÉTICO 63

hasta 48.86° . El número de casos en que se tiene θ_{Bn} es de 5. El promedio es de un ángulo θ_{Bn} de 34.05° .

Para las regiones de ondas irregulares, los ángulos θ_{Bn} son los más pequeños de los tres tipos de ondas. Varían desde 0.88 hasta 45.90° . El número de casos en que se tiene θ_{Bn} es de 4. El promedio es de un ángulo θ_{Bn} de 23.42° .

A manera de conclusión podemos decir que todos los tipos de ondas de tres segundos son propios de la región cuasiparalela, pues en todos los casos el valor promedio de $\theta_{Bn} < 45^\circ$. Sin embargo, para las ondas irregulares θ_{Bn} es el menor de los tres tipos con apenas 23° , mientras que para las ondas aisladas y las ondas superpuestas tienen ambas $\theta_{Bn} > 30^\circ$.

Ahora bien, otro elemento de estudio de estas ondas, son las distancias de las ondas al choque medidas a lo largo de las líneas del campo magnético interplanetario (CMI). Ver figura 6.6.

Los casos para los cuales existen registros de las "distancias a lo largo del campo magnético interplanetario (D_{CMI})", son los mismos casos para los cuales se cuenta con registros del ángulo θ_{Bn} .

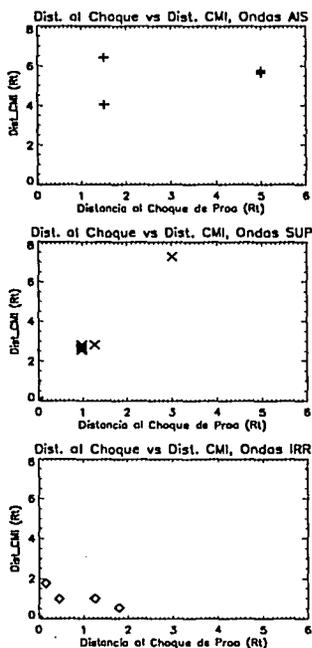


Figura 6.6: Distancia al choque contra distancia a lo largo del campo magnético interplanetario (CMI).

Para las ondas aisladas, las D_{CMI} son grandes, y van desde $4.06 R_t$ hasta $6.88 R_t$. El promedio de D_{CMI} es de $5.75 R_t$.

Para las ondas superpuestas, las D_{CMI} van desde $2.80 R_t$ hasta $7.27 R_t$. El promedio de D_{CMI} es de $3.62 R_t$.

Para las ondas irregulares, las D_{CMI} van desde $0.54 R_t$ hasta $1.76 R_t$. El promedio de D_{CMI} es de $1.07 R_t$.

De lo anterior, se concluye que las ondas irregulares, se encuentran muy cerca del choque (referidas a lo largo del CMI). Las ondas aisladas, son las más alejadas del choque, y que las ondas superpuestas, están en una posición intermedia entre irregulares y aisladas.

Nótese que el párrafo anterior contribuye a reafirmar la idea presentada al principio de este capítulo, en donde se estableció una asociación entre el tipo de onda de tres segundos y su posición en el antechoque.

Referencias:

Cairns I.H., Lyon J.G. MHD simulations of Earth's bow shock at low mach numbers: Standoff distances. *J. Geophys. Res.* Vol. 100, pág. 17173, 1995

Farris M.H., Russell C.T. Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence. *J. Geophys. Res.* Vol. 99, pág. 17681, 1994

Spreiter J. R., Summers A.L., Alksne A.Y. Hydromagnetic flow around the magnetosphere. *Planet Space Sci.* Vol. 14 pág. 223, 1966

Capítulo 7

Análisis de ondas de baja frecuencia asociadas a ondas Superpuestas

7.1 Introducción

El estudio de ondas superpuestas y de ondas de baja frecuencia asociadas o cercanas a las ondas de tres segundos, se hace por medio del programa *ADO*, desarrollado en el departamento de Física Espacial de la UNAM, por *Casillas, (2001)*. El programa *ADO* permite trabajar también con datos de plasma: Velocidad, Temperatura y Densidad. De esta manera, los archivos de las naves ISEE1 y/o ISEE2 son procesados, y podemos por medio del programa obtener tanto información de las ondas como del plasma.

En cuanto al estudio de las ondas, utilizando el programa *ADO*, en cada intervalo de interés de cada tren de ondas analizado, se ha obtenido la siguiente información.

1) θ_{KB_0} . El ángulo entre el campo \vec{B}_0 y la dirección de propagación de la onda \vec{K} . La dirección \vec{K} se obtuvo por el método de variación mínima.

2) θ_{IB_0} . El ángulo entre el campo \vec{B}_0 y la dirección \vec{I} de variación máxima de la onda.

3) *Rotación*. Con este parámetro se conoce el sentido de rotación de las ondas, y se reporta en porcentajes. El método empleado para conocer la rotación, es el descrito por *Elaoufir et al., 1990*.

4) *Espectro de frecuencias y espectro de potencia*. Por medio de la transformada de Fourier se ha podido pasar de un espacio temporal (archivos de las naves ISEE1-2) a trabajar en un espacio de frecuencias. Una vez en este espacio de frecuencias, se ha graficado el espectro de potencia total como función de la frecuencia. Con la gráfica se pueden observar cuáles frecuencias son las dominantes. Se reporta entonces la frecuencia de máxima potencia (f_{max}) encontrada en cada intervalo de interés.

5) $\delta B/B_0$. La amplitud de las ondas normalizada, se obtiene con el cociente de la amplitud de la onda dividido entre la magnitud del campo magnético ambiente.

6) C_B . Este parámetro indica la compresibilidad magnética de las ondas. El valor se reporta en un intervalo de $[0,1]$, donde la mayor compresión magnética de la onda

corresponde a 1, y cuando es no compresiva tiene un valor 0.

7) R_{nc} . El radio no coplanar es un indicador de qué porcentaje de la onda fluctúa fuera del plano formado entre \vec{K} y \vec{B}_0 .

Variación mínima

El método de variación mínima se emplea cuando existe un tren de onda con polarización circular o elíptica (Hoppe et al., 1981). Considerando que el campo magnético ambiente tiene fluctuaciones en tres dimensiones debido a la presencia de una onda y suponiendo que la onda es plana, entonces la dirección de fluctuación mínima tiene asociado el vector de propagación de la onda. Es así como se conoce el vector \vec{K} para una onda plana.

Resolver el problema de mínima varianza, es equivalente a resolver la matriz de covarianza del campo magnético, por medio de un sistema matricial con valores y vectores propios. En un sistema tridimensional existirán 3 vectores propios que corresponden a las direcciones de varianza mínima, intermedia y máxima. La dirección de fluctuación máxima en el campo magnético se asocia con el vector de varianza máxima (\vec{I}).

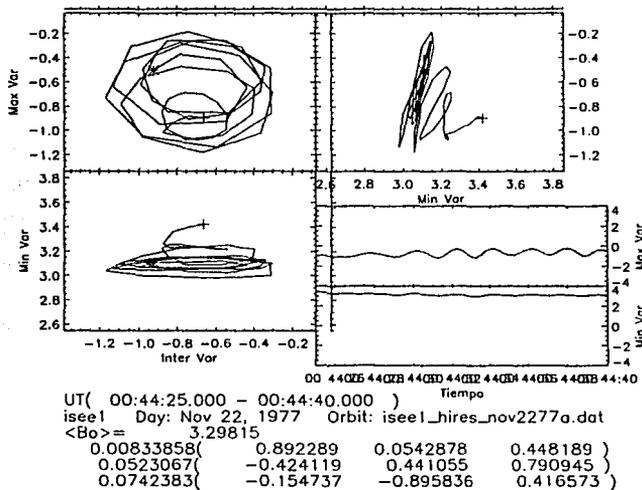


Figura 7.1: Ejemplo de un hodograma para el caso del 22 de Noviembre de 1977 en el intervalo 00:44:25-00:44:40.

No es interés de este trabajo ahondar en la descripción del método de mínima varianza, por eso no se incluyen las gráficas de los distintos intervalos analizados para cada onda.

Sin embargo, la figura 7.2 es un ejemplo de una gráfica con tres paneles cuadrados en donde se muestra Varianza Máxima vs Varianza Intermedia, Varianza Máxima vs

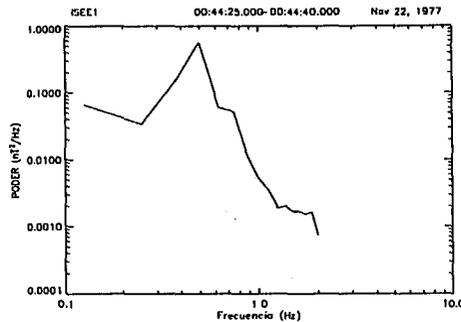


Figura 7.2: Espectro de frecuencias para el caso del 22 de Noviembre de 1977 en el intervalo 00:44:25-00:44:40. Nótese que $f_{max} \sim 0.5 \text{ Hz}$ tiene asociado un pico.

Varianza Mínima y Varianza Intermedia vs Varianza Mínima. En este caso se observa una onda de tres segundos plana con polarización circular. Los dos páneces rectangulares muestran las fluctuaciones del campo en dirección de varianza máxima y de varianza mínima como función del tiempo.

Transformada de Fourier

La transformada de Fourier es una herramienta de gran utilidad en el análisis de ondas. Usando esta transformada podemos pasar de un espacio temporal a un espacio donde la variable es la frecuencia.

Sea $B_i = B_i(t)$, donde $i = x, y, z$. Si a esta función $B_i(t)$ con dependencia temporal se le aplica la transformada de Fourier, se obtiene una función $H_i = H_i(\omega)$, donde ω es la frecuencia angular. La transformada está dada por:

$$H_n(\omega) \equiv \sum_{k=0}^{N-1} B_k(t) e^{i\omega_n t_k} \quad (7.1)$$

donde N es el número de datos con que se dispone de campo magnético en el intervalo temporal.

Debido al teorema de Parseval, se asegura que se cumple que

$$\sum_{k=0}^{N-1} |B_k|^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} |H_n|^2 \quad (7.2)$$

por lo que entonces la suma del cuadrado de las amplitudes de ambas funciones (en ambos espacios) son las mismas. Hemos nombrado espectro del potencia de frecuencias a la suma del cuadrado de cada componente en el espacio de frecuencias: $(H_x)^2 + (H_y)^2 + (H_z)^2$.

En los registros del campo magnético que se obtienen de las naves, existe una superposición de ondas de distintas frecuencias que contribuyen a la amplitud de la

perturbación en el campo. Usando la transformada de Fourier es posible distinguir la contribución de cada frecuencia en la amplitud final.

Para esto se construye un espectro de potencia de las ondas, en donde se observa que las frecuencias de las ondas con mayores contribuciones a la potencia tienen asociados picos en el espectro. La frecuencia con mayor contribución se identifica como frecuencia de máxima potencia, la cual se ejemplifica como f_{max} en la figura ??.

Cabe mencionar que los desarrollos de los cálculos de los distintos parámetros han sido omitidos, reportando sólo los resultados obtenidos. Esto permite que no se distraiga la atención del interés principal, que es caracterizar a las ondas, para en su caso proponer mecanismos y/o causas que las generan. Una descripción detallada de la teoría y de los cálculos computacionales usados por ADO, se pueden encontrar en *Casillas, 2001* o en *Press et al, 1992*.

7.2 Desarrollo del análisis

En la siguiente sección, se analizan las ondas de baja frecuencia que aparecen en los registros de las ondas Superpuestas. Es importante mencionar que las ondas Superpuestas son ondas de alta frecuencia en comparación con las ondas de baja frecuencia que se desean analizar. Por lo tanto en el resto del capítulo nos referimos a las ondas de alta frecuencia como aquellas de período de tres segundos o con período en el mismo orden de magnitud.

En cuanto a los registros, hay varias formas en que se han detectado las ondas de baja frecuencia: Se pueden encontrar cerca (antes o después) de las ondas superpuestas, o se puede ver que las ondas superpuestas de tres segundos están "montadas" sobre las ondas de baja frecuencia.

En casos en que las ondas de baja frecuencia han sido observadas "limpias", es decir que no hay contribuciones de ondas de alta frecuencia, el análisis es directo. En la figura 7.3 se muestra una región "limpia".

En otros casos, la presencia de ondas de baja frecuencia está superpuesta en regiones con presencia de ondas de alta frecuencia. En este caso, se ha hecho un análisis de las propiedades de las ondas con cierto cuidado para poder distinguir cuales de las propiedades son de ondas de baja frecuencia y cuales características son propias de las ondas de alta frecuencia. La figura 7.4 muestra una región de ondas con frecuencias mezcladas.

Para distinguir características de las ondas para cada frecuencia, los períodos de análisis se hacen lo suficientemente cortos, tal que primero se estudian regiones de ondas de alta frecuencia para identificar los valores en sus parámetros. Posteriormente, como las ondas de baja frecuencia ocupan un intervalo temporal mayor, en el cual están incluidas las ondas superpuestas, entonces al obtener los resultados del intervalo mayor, sabemos distinguir cuáles propiedades son de cada tipo de onda pues las ondas superpuestas han sido analizadas previamente.

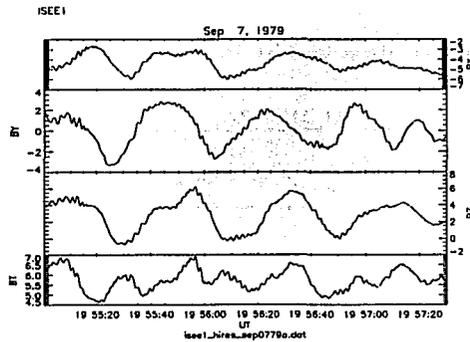


Figura 7.3: Registro con poca presencia de ondas de alta frecuencia.

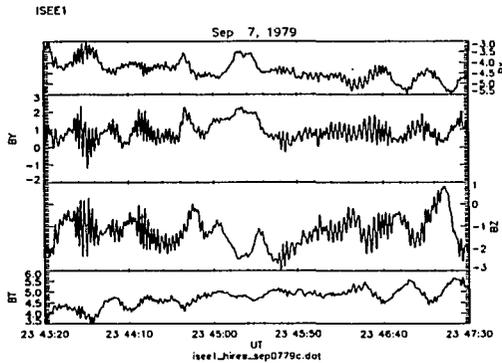


Figura 7.4: Registro con ondas de baja y alta frecuencia.

El número de archivos de ondas superpuestas estudiados es cinco.

Para cada archivo se muestra su gráfica de registro de campo magnético. En ella, se señalan y numeran los períodos analizados.

Los resultados de los parámetros encontrados para cada período, se muestran en una tabla que se añade en la misma hoja de la gráfica.

En todos los casos, se puede ver que para el primer período marcado como (P1) en la gráfica, sus parámetros asociados corresponde al primer renglón de la respectiva tabla. Para el (P2) en la gráfica, corresponde el segundo renglón; y así sucesivamente.

Las ondas superpuestas de tres segundos o de alta frecuencia de cada archivo, se resaltan en su respectiva tabla con números en **negritas**.

Primer Registro

En el primer caso correspondiente a Oct 31 1977, se han analizado tres períodos.

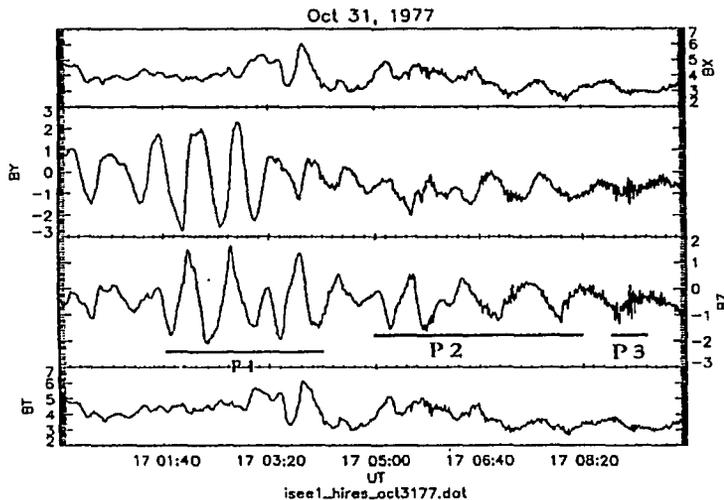


Figura 7.5: Comportamiento de campo magnético el 31 de Octubre de 1977 en el intervalo de las 17:00:00 a las 17:10:00 horas. La onda de tres segundos tipo superpuesta está de 17:08:50-17:09:20.

Las ondas de baja frecuencia están bien definidas en las componentes By, Bz, del primer período, marcado como P1 en la figura 7.5. El análisis se hizo de manera directa tomando todo el intervalo, y los resultados están en la tabla 7.1.

El segundo período es con ondas de baja y alta frecuencia. El tercer período es de una onda de tres segundos.

Tabla 7.1: Propiedades de las ondas del 31 Oct 1977 .

Período	θ_{KB_0} , (°)	θ_{IB_0} , (°)	Rot.(%)	f_{max} , (Hz)	$\frac{\delta H}{B_0}$	C_B	R_{nc}
1) 17:01:40-17:04:10	9.88	82.61	84 Neg	0.031	0.39	0.01	0.59
2) 17:05:00-17:08:20	78.97	31.76	58 Neg	0.015	0.22	0.22	0.64
3) 17:08:50-17:09:20	30.68	116.9	82 Pos	0.31	0.11	0.06	0.45

De los valores de la tabla 7.1 del primer registro, se observa que las ondas de baja frecuencia de ese período pueden considerarse transversales al campo con dirección de propagación casi alineada al campo.

El segundo período corresponde a una región de frecuencias mezcladas, es un período especial, pues en este caso las ondas son de propagación casi perpendicular al campo y su dirección de fluctuación máxima está a 30° , lo cual es anormal tanto a las ondas de baja frecuencia como a las de alta frecuencia. Finalmente, el sentido de rotación en este período presenta casi la mitad positiva y la mitad negativa.

En el tercer período, tenemos una onda de alta frecuencia superpuesta (montada) a una onda de baja frecuencia. Los valores mostrados en la tabla para este período son típicos de este tipo de ondas salvo el ángulo de propagación de la onda, pues este es elevado ya que su valor es de 30° .

Creemos pertinente remarcar un hecho concerniente al sentido de rotación, pues este se repite en varios casos. El primer período es de ondas de baja frecuencia de sentido de rotación izquierdo en su mayoría; el segundo período es de una región con mezcla de frecuencias y el sentido es casi mitad y mitad; y el tercer período es de ondas de alta frecuencia y es de sentido de rotación positivo. La conclusión de esto, se enunciará al final del capítulo una vez que se hayan analizado los demás casos.

Segundo Registro

En el segundo caso correspondiente a Nov 22 1977, hubo que analizar cada tren de onda de tres segundos, donde en total se encontraron tres (en la tabla 7.2 aparecen como registros del segundo, tercero y cuarto períodos).

Después, al analizar las ondas de baja frecuencia del período 5 (figura 7.6), se ve que las ondas de tres segundos están incluidas en este mismo período. Nótese que el período 5 es una región de las que previamente se llamarón de "frecuencias mezcladas".

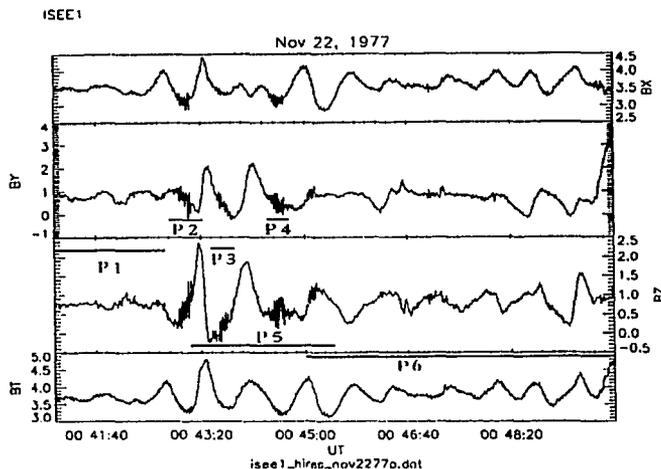


Figura 7.6: Comportamiento de campo magnético el 22 de Noviembre de 1977 en el intervalo de las 00:40:00 a las 00:50:00 horas. Las 3 ondas superpuestas están de: i)00:42:50-00:43:15, ii)00:43:30-00:43:50, iii)00:44:25-00:44:40

Tabla 7.2: Propiedades de las ondas del 22 Nov 1977.

Período	θ_{KB_0} , (°)	θ_{IB_0} , (°)	Rot. (%)	f_{max} , (Hz)	$\frac{\delta B}{B_0}$	C_B	R_{nc}
1) 00:41:01-00:42:45	61.62	83.80	53 Pos	0.015	0.04	0.46	0.34
2) 00:42:50-00:43:15	22.3	101.1	79 Pos	0.37	0.15	0.22	0.34
3) 00:43:30-00:43:50	19.60	109.2	69 Pos	0.37	0.14	0.01	0.45
4) 00:44:25-00:44:40	17.72	102.5	95 Pos	0.50	0.10	0.01	0.53
5) 00:43:10-00:45:30	17.6	79.52	54 Neg	0.015	0.22	0.04	0.30
6) 00:45:00-00:49:59	22.25	99.65	51 Neg	0.019	0.12	0.05	0.40

El primer período de la tabla 7.2, muestra en su registro un valor en frecuencia de

0.015 Hz, sin embargo puede observarse que la amplitud es mínima, por lo que es mejor considerar ese período como correspondiente a una región de campo con presencia de "ruido", y no como una región donde existen ondas de baja frecuencia.

Los períodos 2), 3) y 4) son de ondas de tres segundos, y salvo la compresibilidad magnética del segundo período ningún parámetro sale fuera de los valores comunes de este tipo de ondas.

El quinto período es el de mayor interés, pues están presentes las ondas de baja frecuencia y sobre ellas se encuentran las ondas de tres segundos. Los valores de los parámetros son los valores típicos de las ondas de baja frecuencia, obteniéndose ondas transversales con propagación casi alineada al campo. La frecuencia que se reporta en este período de frecuencias mezcladas es la de las ondas de baja frecuencia, 0.015 Hz. El hecho de que las ondas de tres segundos estén presentes en este período se refleja en el porcentaje del sentido de rotación de las ondas.

El sexto período no es de interés pues la definición de las ondas de baja frecuencia no es tan clara y podemos dejar fuera los comentarios de sus valores.

Tercer Registro

En el tercer caso, Sep 7 1979a, el número de períodos analizados es mayor a los anteriores, siendo de 8 en total. La onda superpuesta está de 19:58:15-19:59:00 (P_2).

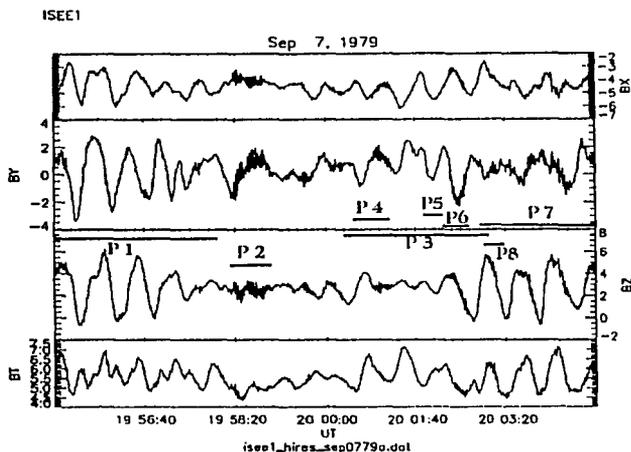


Figura 7.7: Comportamiento de campo magnético el 7 de Septiembre de 1979a en el intervalo de las 19:55:00 a las 20:05:00 horas.

El primer período de la figura 7.7, es un ejemplo de ondas de baja frecuencia "limpias". El tercer período es una región con mezcla de frecuencias, por lo que para distinguir características, se ha dividido en dos subperíodos: 4-5. Los períodos P_6 , P_8 , son muy cortos, permitiendo analizar ondas de alta frecuencia. El período P_7 es otro con frecuencias mezcladas.

Tabla 7.3: Propiedades de las ondas del 7 Sep 1979a.

Período	θ_{KB_0} , (°)	θ_{IB_0} , (°)	Rot. (%)	f_{maz} , (Hz)	$\frac{\delta B}{B_0}$	C_B	R_{nc}
1) 19:55:01-19:58:00	12.77	77.25	67 Neg	0.023	0.40	0.06	0.24
2) 19:58:15-19:59:00	9.70	82.55	87 Pos	0.46	0.19	0.007	0.46
3) 20:00:20-20:02:50	30.98	71.55	52 Pos	0.031	0.26	0.05	0.70
4) 20:00:30-20:01:10	77.38	79.58	63 Pos	0.031	0.18	0.23	0.75
5) 20:01:50-20:02:15	34.25	89.21	82 Neg	0.062	0.18	0.01	0.46
6) 20:02:15-20:02:40	10.83	97.78	55 Neg	0.125	0.19	0.43	0.46
7) 20:02:50-20:04:59	23.78	66.22	51 Neg	0.023	0.35	0.22	0.09
8) 20:02:55-20:03:15	48.70	61.61	65 Pos	0.125	0.24	0.18	0.62

El período 1) de la tabla 7.3, contiene una región de ondas de baja frecuencia limpias. Son ondas transversales de amplitudes grandes con propagación alineada al campo.

El segundo período es de una onda de tres segundos con valores típicos.

El tercer período contiene mezcla de frecuencias, y reporta como frecuencia de máximo poder un valor 0.031 Hz correspondiente a ondas de baja frecuencia, sin embargo es necesario obtener más información para lo cual se utilizan los períodos cuarto, quinto y sexto.

En el período cuarto se analizan ondas de alta frecuencia. El sentido de rotación es positivo en su mayoría, y se observa que presentan cierta compresibilidad magnética con valor de 0.23.

En el quinto período se analiza un segmento de una onda de baja frecuencia limpia, y se encuentra sentido de rotación negativo con compresibilidad casi nula.

En el sexto período se analiza una pequeña región con presencia de frecuencias altas y bajas, y el sentido de rotación es casi mitad y mitad. La característica más llamativa es que en esta región la compresibilidad se vuelve muy importante a comparación de todos los casos anteriores, y llega a un valor de C_B de 0.43.

El período séptimo es de una región con mezcla de frecuencias. Existe compresibilidad magnética (0.22) y el sentido de rotación es mitad y mitad.

El octavo y último período es de una pequeña región con presencia de frecuencias altas y bajas. A diferencia del sexto período, aquí la rotación es en su mayoría positiva, su frecuencia de máxima potencia corresponde a ondas de alta frecuencia, y por último, no es tan compresiva siendo C_B es de 0.24.

Cuarto Registro

El cuarto caso, Sep 7 1979c, contiene 3 casos de ondas de tres segundos montadas sobre ondas de baja frecuencia: $P2$, $P3$, $P4$ respectivamente de la figura 7.8.

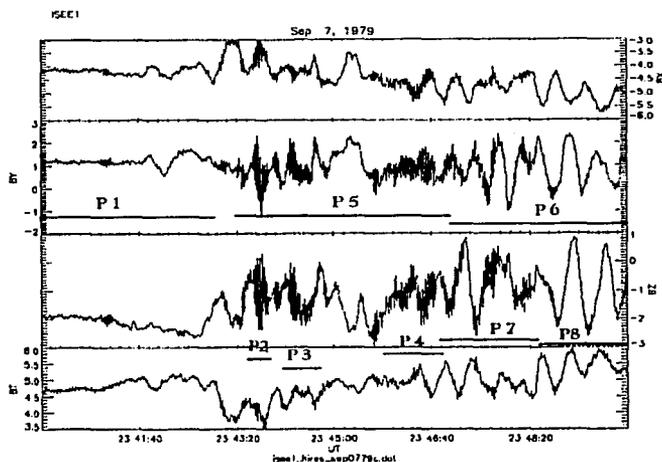


Figura 7.8: Comportamiento de campo magnético el 7 de Septiembre de 1979c en el intervalo de las 23:40:00 a las 23:50:00 horas.

En el quinto período de la tabla 7.4 se muestran las características de las ondas de baja frecuencia, abarcando también los períodos $P2$, $P3$, $P4$ previamente analizados. El sexto período ha sido dividido en dos subperíodos, uno con regiones de frecuencias mezcladas ($P7$) y uno limpio ($P8$).

Tabla 7.4: Propiedades de las ondas del 7 Sep 1979c.

Período	θ_{KB_0} ($^{\circ}$)	θ_{IB_0} ($^{\circ}$)	Rot. (%)	f_{max} (Hz)	$\frac{\delta B}{B_0}$	C_B	R_{nc}
1) 23:40:01-23:43:00	25.39	108.1	53 Pos	0.007	0.065	0.21	0.59
2) 23:43:33-23:43:56	9.60	99.03	85 Pos	0.43	0.22	0.001	0.47
3) 23:44:09-23:44:45	15.46	100.6	77 Pos	0.56	0.16	0.016	0.47
4) 23:45:52-23:46:49	4.85	89.33	91 Pos	0.34	0.12	0.009	0.50
5) 23:43:20-23:47:00	7.73	95.26	76 Pos	0.007	0.18	0.11	0.33
6) 23:47:00-23:49:59	13.28	81.28	57 Neg	0.031	0.22	0.12	0.53
7) 23:46:49-23:48:28	6.17	96.11	61 Neg	0.031	0.20	0.12	0.55
8) 23:48:28-23:49:59	16.63	77.81	73 Neg	0.031	0.38	0.04	0.47

El primer período de la tabla 7.4 no es de interés.

Los períodos 2), 3) y 4) son de ondas de tres segundos. Los valores en los parámetros son como los ya reportados en otros casos de ondas de tres segundos.

El período quinto abarca un región grande de ondas de baja frecuencia pero con mucha presencia de ondas de alta frecuencia. El sentido de rotación es en un 76 % positivo. Existe compresibilidad magnética ($C_B = 0.11$), aunque no es alta como en otros casos de frecuencias mezcladas.

El sexto período es también de frecuencias mezcladas pero a comparación del anterior, la presencia de ondas de alta frecuencia es más discreta y está sólo en la primera mitad de este período, por lo que hacemos división del período como en algunos casos anteriores. El valor de la compresibilidad magnética es de 0.12.

El séptimo período es de ondas mezcladas con valores típicos y el octavo es de ondas de baja frecuencia limpias también con valores como los ya vistos en casos parecidos.

Un hecho que se deséa hacer notar, es que la compresibilidad magnética del séptimo período es de 0.12, la cual es casi igual que la del período sexto, mientras que en el octavo período casi no hay compresibilidad. Lo destacable es que tanto el séptimo como el octavo períodos están incluidos en el sexto, por lo que se deduce que el valor reportado de compresibilidad en el sexto período es debido solamente a la región del séptimo período.

Quinto Registro

Finalmente, el quinto caso, Sep 7 1979d, contiene un caso de ondas de alta frecuencia que en la figura 7.9 corresponde a P1. Existe además, una región con mezcla de frecuencias (P2) que se divide en 2 intervalos. Uno con ondas de alta frecuencia (P3) y uno con ondas de baja frecuencia "limpias" (P4).

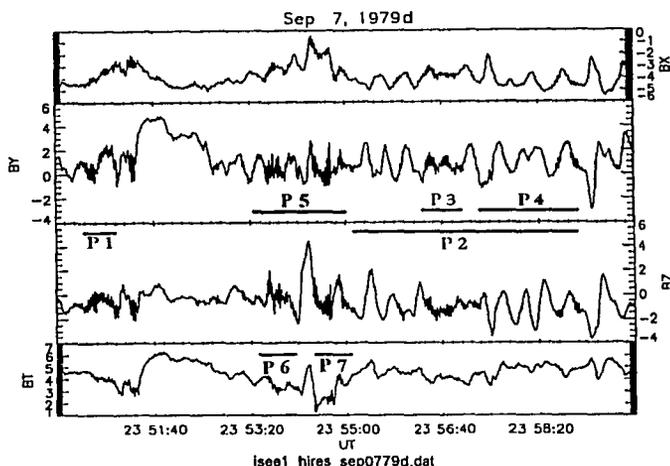


Figura 7.9: Comportamiento de campo magnético el 7 de Septiembre de 1979d en el intervalo de las 23:50:00 a las 23:59:59 horas.

El quinto período es subdividido para así poder analizar las ondas de alta y baja frecuencia que están antes y después de del pico centrado a las 23:54:20.

Tabla 7.5: Propiedades de las ondas del 7 Sep 1979d.

Período	θ_{KB_0} , (°)	θ_{IB_0} , (°)	Rot.(%)	f_{max} , (Hz)	$\frac{\delta B}{B_0}$	C_B	R_{nc}
1) 23:50:30-23:51:00	13.68	79.64	74 Pos	0.12	0.25	0.07	0.42
2) 23:55:10-23:58:40	11.50	101.4	61 Neg	0.040	0.30	0.021	0.41
3) 23:56:20-23:57:00	17.30	92.13	83 Pos	0.39	0.15	0.003	0.44
4) 23:57:20-23:58:40	15.5	74.90	78 Neg	0.047	0.35	0.027	0.20
5) 23:53:35-23:55:10	53.24	86.72	77 Pos	0.031	0.56	0.030	0.91
6) 23:53:35-23:54:05	12.29	78.76	84 Pos	0.062	0.27	0.18	0.42
6i) 23:53:35-23:54:05	12.29	78.76	84 Pos	0.12	0.27	0.064	0.19
7) 23:54:20-23:55:10	66.89	100.1	78 Pos	0.031	0.63	0.17	0.79
7i) 23:54:20-23:55:10	66.89	100.1	78 Pos	0.43	0.63	0.007	0.44

A continuación se discute el último caso: Sep 07 79d.

Los períodos (6i), (7i) de la tabla 7.5, son en el mismo intervalo temporal que el sexto y séptimo respectivamente. Sin embargo, (6i) y (7i), son de interés por ser regiones de frecuencias mezcladas.

Con el análisis de los períodos (6), (7), conocemos las respectivas frecuencias asociadas al poder máximo (0.031Hz y 0.062Hz). Para estas frecuencias hay asociadas ciertas compresibilidades magnéticas C_B y ciertos radios no coplanares R_{nc} .

Ahora, con los períodos (6i) y (7i) se conoce también las frecuencias asociadas de máximo poder (0.12 Hz y 0.4 Hz), sus respectivas compresibilidades magnéticas C_B y sus radio no coplanares R_{nc} para los mismos intervalos temporales, pero ahora de las ondas de alta frecuencia contenidas en el rango de (0.1, 1) Hz. En otras palabras, lo que se está haciendo es un filtrado de las bajas frecuencias en los intervalos (6i) y (7i).

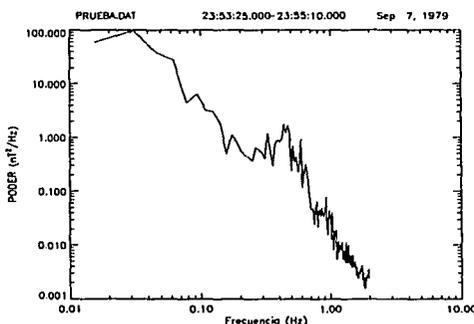


Figura 7.10: Espectro de frecuencias del 07 de Septiembre de 1979d en el intervalo de las 23:53:35 a las 23:55:10 horas.

En la gráfica 7.10, se observa que el espectro de frecuencias contiene una gran variedad de picos asociados cada uno a distintas frecuencias. Se pueden distinguir los 4 picos de las frecuencias ya mencionadas: En 0.062 Hz correspondiente al período $P6$, en 0.031 Hz del $P7$, en 0.12 Hz de $P6i$ y 0.43 de $P7i$.

El sexto (6) y séptimo (7) períodos, reportan una frecuencia de máximo poder correspondiente a ondas de baja frecuencia que tienen compresibilidad magnética elevada. (Ver tabla 7.5)

Los períodos de ondas de alta frecuencia en esos mismo intervalos (6i) (7i), tienen muy poca compresibilidad.

Es decir, que las ondas de alta frecuencia de los períodos (6i) (7i) son muy similares a los antes analizados en cuanto a compresibilidad magnética. No obstante, en esas regiones es en donde existe compresión magnética, con la salvedad de que las ondas que ejercen la compresión son las de baja frecuencia.

Lo anterior lleva a suponer que el gran pico de las 23:54:20, puede ser asociado a una onda de baja frecuencia en proceso de empinamiento; algunas veces son llamadas en ingles "shocklets". Estos shocklets han sido descritos de manera amplia (*Hoppe et al., 1981*), y por lo general se ha encontrado que están acompañados de ondas de alta frecuencia con rotación derecha, justo como las vistas en los períodos 6i y 7i.

Por otra parte, este pico de las 23:54:20 en combinación con la caída en la magnitud de las componentes del campo magnético observado aproximadamente a las 23:51:40, tienen la forma de un "mini" choque transitorio.

Es difícil discernir de que tipo de estructura se trata sin los datos de plasma ni de los iones para este intervalo. Sin embargo, la forma del gran pico y de las ondas de alta frecuencia que lo acompañan, así como la compresibilidad magnética en esas regiones, hacen muy probable que se trate de una onda de baja frecuencia en empinamiento.

Pese a todo, lo que si puede observarse, es que las las ondas de alta frecuencia (6i) registradas antes del pico, son de dirección de propagación cercana a la del campo magnético. Mientras que las ondas de alta frecuencia (7i) que están después del pico, son de propagación casi perpendicular al campo.

En resumen, las ondas de alta frecuencia son casi incompresibles magnéticamente antes y después del pico. Las ondas de alta frecuencia son compresibles tanto antes como después del pico. Ambos tipos de ondas cambian su dirección de propagación de un lado al otro.

7.3 Resultados Promedio

De las tablas mostradas en cada caso, se obtiene información extra de la ya discutida en cada caso.

Se han identificado tres tipos de regiones: 1) *limpias*, que son aquellas con presencia únicamente de ondas de baja frecuencia, 2) *mezcladas*, regiones con frecuencias altas y bajas, y 3) *de frecuencia alta*, únicamente ondas de alta frecuencia.

Las regiones limpias son 4, las mezcladas son 5, y las de alta frecuencia son 10. En la tabla 7.6 se muestran los promedios de cada tipo de región.

Tabla 7.6: Propiedades promedio de las distintas regiones

Parámetro	Región limpia	Región Mezclada	Región de frecuencia alta
θ_{KB_0} (°)	13.09	29.27	21.98
θ_{IB_0} (°)	79.22	71.79	96
Rot. (%)	75 Neg	49.8 Neg	76 Pos
f_{maz} (Hz)	0.028	0.018	0.359
$\frac{\delta B}{B_0}$	0.39	0.23	0.16
C_B	0.03	0.11	0.09
R_{nc}	0.43	0.37	0.47

Para el ángulo entre la dirección de propagación de la onda (\vec{K}) y el campo magnético ambiente (\vec{B}_0), encontramos que las regiones de ondas de baja frecuencia ("limpias") son la de propagación más cercana al campo magnético. En regiones de ondas de alta frecuencia, la propagación es más alejada siendo de aproximadamente 22°. En conclusión, los ángulos de propagación son pequeños.

Análogamente, para el ángulo entre la dirección de varianza máxima (\vec{I}) y el campo magnético ambiente (\vec{B}_0), se cumple también que las ondas de frecuencia alta y baja tienen sus fluctuaciones máximas casi perpendiculares al campo.

De la tabla 7.6 se observa que las ondas de alta frecuencia son de rotación positiva, con propagación río arriba en el marco del plasma.

Por el contrario, el análisis de las regiones "limpias", muestra que en cuanto a la rotación, las ondas de baja frecuencia son mayoritariamente negativas.

Por otra parte, de las regiones mezcladas es claro que si existen ondas de alta frecuencia superpuestas a las de baja frecuencia se puede ver que la rotación puede ser hasta de un 50 % Pos y un 50 % Neg.

Lo anterior nos lleva a la conclusión de que las ondas de baja frecuencia son de polarización izquierda y las de alta frecuencia son de polarización derecha en el marco del plasma.

De las frecuencias de las distintas regiones se puede concluir que: El período de las ondas de baja frecuencia ($T_{bajafrec}$) es varias veces el período de las ondas de tres

segundos (T_{3seg}). En promedio se obtuvo una $T_{bajafrec} \sim 20 T_{3seg}$.

La amplitud normalizada de las ondas de alta frecuencia es en promedio moderada, 0.16. Las amplitudes normalizadas de las ondas de baja frecuencia, son mayores y pueden alcanzar valores de hasta 0.40.

La compresión magnética de las ondas de baja frecuencia es muy pequeña, 0.09 en promedio. También lo es la compresión de ondas de alta frecuencia con valor de 0.03 en promedio.

Pese a esto, cuando las regiones contienen ondas con frecuencias mezcladas, la compresibilidad se vuelve importante. Para regiones de frecuencias mezcladas C_B es 0.11 en promedio.

Finalmente, el radio no coplanar se mantiene en 0.5 en promedio para ondas de alta y baja frecuencia. Nuevamente, este valor puede disminuir o incrementar en regiones de frecuencias mezcladas.

Referencias:

Casillas G.A., Automatización de cálculos para el análisis y visualización de datos de campo magnético y plasmas espaciales *Tesis de Maestría, Abril, 2001*

Elaoufir J., Mangeney A., Passot T., Harvey C. y Russell. C. Large amplitude MHD waves in the Earth's proton foreshock. *Annales Geophys.*, Vol.8, pág.297, 1990

Hoppe M., Russell C.T., Frank L. Eastman T.E., Greenstadt E. Upstream hydro-magnetic waves and their association with backstreaming Ion Population. *J. Geophys. Res.* Vol. 86, pág. 4471, 1981

Press W. H., Teukolosky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P. Numerical Recipes in C, second edition. Ed. Cambridge press, USA, 1992

Capítulo 8

Asociación de iones a ondas de baja frecuencia

8.1 Introducción

En este capítulo, se tiene por objetivo establecer si las ondas de baja frecuencia analizadas en el capítulo anterior son generadas por iones supertérmicos, o en todo caso tratar de identificar alguna relación entre iones supertérmicos y ondas de baja frecuencia.

Para poder cumplir con este objetivo, en la primera sección se describe brevemente la teoría de asociación de iones a ondas en la región del antechoque.

En la segunda sección, se presentan los resultados de los registros de iones asociados a ondas de baja frecuencia.

En la tercera sección, se utilizan como *identificadores del modo de propagación de las ondas* a la compresibilidad magnética C_B , al radio no coplanar R_{nc} y a la Polarización (P).

En la parte final de este capítulo, se discuten los resultados para obtener una conclusión al respecto de si son o no los iones supertérmicos los causantes de la presencia de ondas de baja frecuencia asociadas a ondas superpuestas de tres segundos.

8.2 Teoría de inestabilidades asociadas a iones

Esta sección comienza con una descripción generalizada de iones supertérmicos. Prosigue con una mención de las *fuentes de energía libre* como generadoras de inestabilidades. El final de esta sección discute la parte teórica de producción de inestabilidades tipo ión/ión.

8.2.1 Iones supertérmicos

Los iones supertérmicos son aquellos que han ganado la suficiente energía, para escapar del potencial magnético formado en la frontera del choque. De esta manera, una vez que poseen la energía necesaria, los iones escapan del choque en dirección río arriba con propagación a lo largo de las líneas del campo CMI.

Como se mencionó en el capítulo 4, las distribuciones supertérmicas poseen temperaturas y velocidades mayores a los valores del plasma ambiente.

Los mecanismos responsables de iones supertérmicos son: 1) *La reflexión* que sufren los iones al llegar al choque debido a combinación entre fuerzas electrostáticas en la rampa del choque y entre fuerzas magnéticas. 2) *La filtración* de iones es debida a que los iones que se encuentran cercanos a la superficie del choque pueden ganar la suficiente energía hasta poder escapar al potencial.

Estos procesos fueron explicados de manera más amplia en la sección 4.2.2, razón por lo que ahora tiene mayor importancia explicar qué tipo de inestabilidades pueden generar estos iones supertérmicos.

8.2.2 Fluctuaciones, Ondas e Inestabilidades

Al emplear la transformada de Fourier, se toma al vector \vec{K} como *real* y a la frecuencia como un número *imaginario* $\omega = \omega_r + i\gamma$. Cabe mencionar que en el capítulo anterior en las gráficas de espectro de potencia de frecuencias, se ha utilizado ω_r vs *Potencia*.

Por otra parte, γ se conoce como la tasa de crecimiento: Se identifica a una fluctuación en *amortiguamiento* si $\gamma < 0$, mientras que un amortiguamiento extremo se considera si $\gamma < \frac{-|\omega_r|}{2\pi}$. Una perturbación está en *crecimiento* si $\gamma > 0$.

Para que una inestabilidad pueda generarse, deben existir *fuentes de energía libre*. En este caso, la fuente puede deberse a la corriente de deriva generada por la diferencia de velocidades en las distintas componentes de un plasma o la interacción entre dos poblaciones con distintas características.

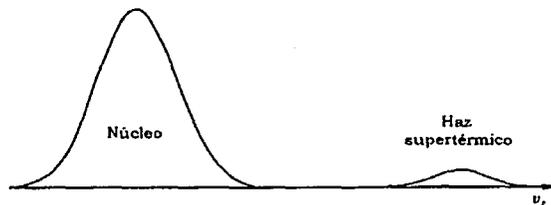


Figura 8.1: Distribuciones tipo Maxwell para un núcleo (viento solar) y un haz de partículas supertérmicas (iones reflejados). La interacción entre ambas puede generar ondas, es decir ser una fuente de energía libre. Adaptada de Gary, 1993.

En tales casos, cada componente se modela como una distribución maxwelliana. La figura 8.1 muestra dos distribuciones maxwellianas, una para el viento solar y otra para el haz de iones supertérmicos.

Si las fuentes de energía libre son como la mostrada en la figura 8.1, la teoría describe al tipo de ondas que puedan generarse como *inestabilidades componente/componente* en un plasma. Dentro de estas, existe una gran variedad de consideraciones que pueden hacerse entre las componentes del plasma. Gary, 1993, describe de manera detallada la teoría para cada caso.

Para este texto, son de interés las inestabilidades *ión/ión* que puedan generar ondas. La razón de que sean de interés las inestabilidades *ión/ión*, es debido a que el viento solar interactúa con un haz de partículas supertérmicas que es precisamente de iones.

Se va a considerar que el plasma ambiente distingue tres componentes, las cuales se representan con distribuciones tipo Maxwell de orden cero. Las componentes son una población de electrones, una iónica para el viento solar y otra iónica para el haz supertérmico.

La fuente de energía libre, en este caso es debida a la velocidad de deriva relativa (\vec{v}_0) entre las componente iónicas. A continuación se mencionan los modos que se pueden derivar de inestabilidades *ión/ión*, cuando la fuente de energía libre es debida a la deriva entre los iones supertérmicos y los iones del viento solar.

8.2.3 Ondas que generan las inestabilidades *ión/ión*

Existen tres fluctuaciones electromagnéticas que pueden nacer a partir de inestabilidades *ión/ión* en plasmas magnetizados (en el marco del plasma), Gary, 1993:

- 1) Inestabilidad *ión/ión* Derecha Resonante.
- 2) Inestabilidad *ión/ión* Izquierda Resonante.
- 3) Inestabilidad *ión/ión* Derecha No Resonante.

Los haces iónicos supertérmicos fríos con $T_{haz} \sim 10 T_{vientosolar}$ que no han sido termalizados (calentados) por interacciones, son asociados con la inestabilidad Derecha Resonante. La resonancia es de los iones del haz con la onda, y se da a la frecuencia de ciclotrón. Este modo es el más común en el anteochoque terrestre (Barnes, 1970 y Thomsen, 1985).

Haces supertérmicos con distribuciones que han sido calentadas lo suficiente, con $T_{haz} \sim 100 T_{vientosolar}$, son asociadas con la inestabilidad Izquierda Resonante (IR) en la mayoría de los casos aunque también puede asociarse con la inestabilidad Derecha Resonante "caliente" (DR).

Los haces fríos supertérmicos con velocidades de propagación muy altas son asociados con la inestabilidad Derecha No Resonante; en este caso $\gamma_{noRes} > \gamma_{Res}$.

En la figura 8.2 se esquematizan dos distribuciones tipo Maxwell, una para la componente fría y una para la componente caliente, por ejemplo viento solar y iones difusos.

Todas las inestabilidades tipo *ión/ión* encuentran el máximo de la tasa de crecimiento para ángulos paralelos $\theta_{KB0} \sim 0$, de tal forma que $\vec{K} \times \vec{B}_0 = 0$.

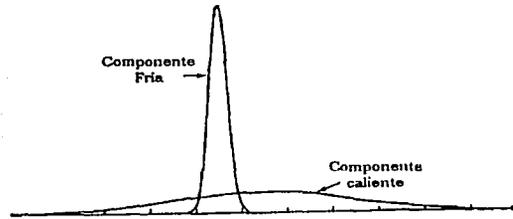


Figura 8.2: Ilustración de distribuciones tipo Maxwell; una para la componente fría (viento solar) y una para la caliente (iones difusos). Adaptada de Gary, 1993.

Resumiendo, un haz frío puede generar la inestabilidad Derecha Resonante y Derecha No Resonante. Los haces calientes están asociados a la inestabilidad Izquierda Resonante y también con la Derecha Resonante.

Ahora bien, el sentido de polarización descrito, puede sufrir una inversión al pasar del marco de la nave al del plasma. De las tres inestabilidades, la Derecha no Resonante es la única que no sufre inversión al cambiar el marco de referencia.

El cambio en la polarización de las ondas, se debe a que al ser detectadas las ondas en el marco de la nave, han sido detectadas cuando el viento solar las arrastra en dirección río abajo.

Es decir, que las ondas se propagan en dirección río arriba en el marco del plasma, sin embargo debido a que $\vec{v}_{vs} \gg \vec{v}_{onda}$, entonces las ondas de baja frecuencia son arrastradas y se cambia su dirección de propagación pero el sentido de rotación se preserva al cambiar de marco. Es por esto que entonces cambia su polarización, y por lo tanto su sentido de rotación con respecto al vector de propagación \vec{K} .

Algo más que se debe mencionar, es que la onda Derecha no Resonante tiene su dirección de propagación río abajo, por lo que esta dirección no cambia al ser arrastradas las ondas por el viento solar, y por lo tanto tampoco cambia su sentido de rotación.

Tabla 8.1: Polarización en cada marco de referencia

Inestabilidad	Marco del Plasma	Marco de la Nave
Derecha Resonante	Derecha	Izquierda
Izquierda Resonante	Izquierda	Derecha
Derecha No Resonante	Derecha	Derecha

Sabemos del capítulo anterior (de la tabla de propiedades promedio), que las ondas de baja frecuencia asociadas a las ondas superpuestas son de polarización izquierda

(negativa) en el marco de la nave.

Suponiendo que la propagación de estas ondas es río arriba, entonces de la tabla 8.1, se sabe que su polarización sufre inversión al cambiar de marco, por lo que entonces en el marco del plasma son de polarización derecha.

Siendo esto correcto, podemos saber entonces que las ondas de baja frecuencia generadas por interacción con iones supertérmicos, están asociadas con la inestabilidad Derecha Resonante.

La posibilidad de asociar las ondas de baja frecuencia con la inestabilidad Derecha No Resonante, queda fuera de lugar, pues las ondas de baja frecuencia fueron detectadas como ondas de polarización izquierda en el marco de la nave, y cambiaron de polaridad con el marco de referencia, cosa que no se cumple con la inestabilidad Derecha No Resonante.

A continuación se muestran los registros, con los que se cuentan, de los iones asociados a las ondas de baja frecuencia. Después nuestra hipótesis de asociar a las ondas de baja frecuencia con la inestabilidad Derecha Resonante se avala al comparar un modelo teórico de esta inestabilidad con los valores observacionales de los identificadores de ondas e inestabilidades.

8.3 Registros de iones asociados

En las siguientes gráficas, se muestran los registros de campo magnético, y los respectivos registros iónicos de que se disponen.

En el panel superior de la figura 8.3, registro de campo magnético, aparece la numeración correspondiente al instante en que fueron detectados los iones supertérmicos. Los paneles inferiores están en el espacio de velocidades, en el plano $v_x - v_y$. La distribución más pequeña corresponde al viento solar y las líneas más ensanchadas corresponden a los iones supertérmicos. La flecha indica la dirección promedio de \vec{B}_0 .

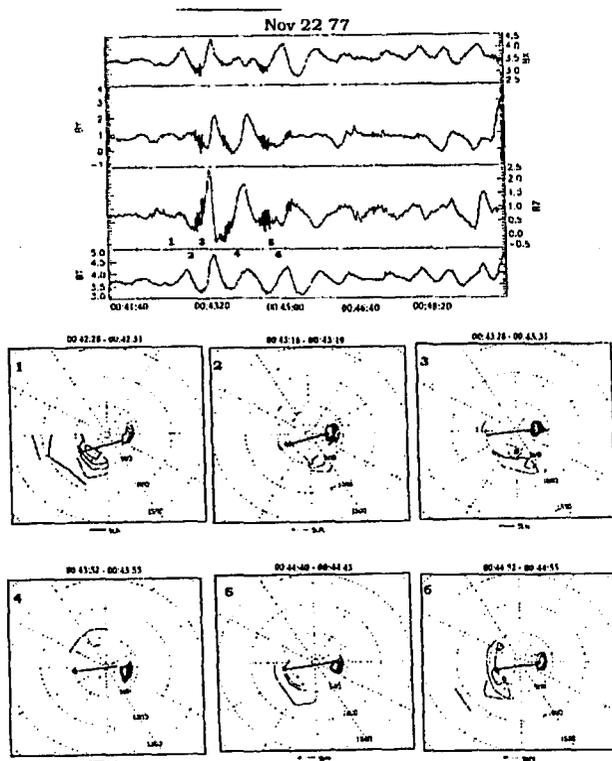


Figura 8.3: Registros para el caso Nov 22 77.

De los paneles inferiores, los recuadros 1, 3, 5 y 6 tienen registros de iones supertérmicos alineados a \vec{B}_0 . Los paneles restantes presentan un desplazamiento con respecto a la dirección de \vec{B}_0 , y pueden identificarse como distribuciones tipo giratorias.

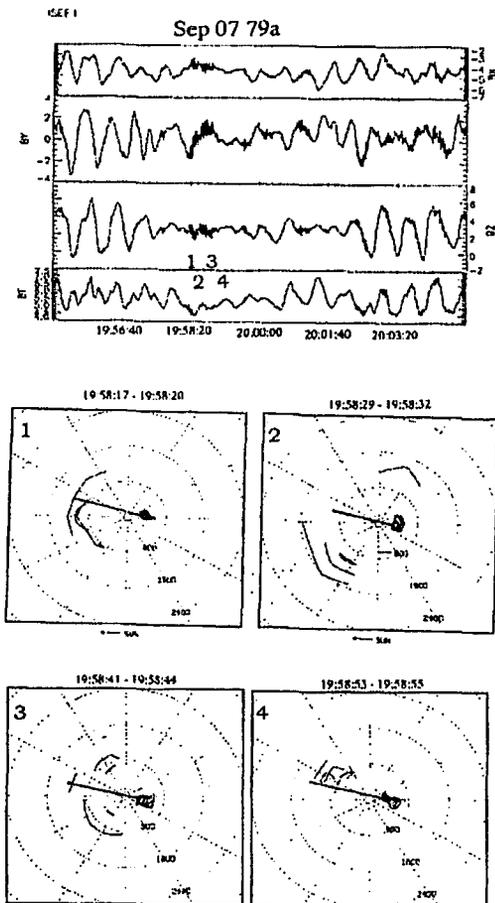


Figura 8.4: Registros para el caso Sep 07 79a.

En el caso de la figura 8.4, no se dispone de iones en las regiones de ondas de baja frecuencia bien definidas, que estarían al principio y al final del registro.

De cualquier manera, los registros de iones en regiones de ondas con mezcla de frecuencias, muestran que los recuadros 1 y 4 son del tipo de iones alineados al campo magnético ambiente \vec{B}_0 . El recuadro 2 es de distribución no alineada a \vec{B}_0 , del tipo giratoria. En el recuadro 3 tenemos una distribución con iones alineados y iones tipo giratorios.

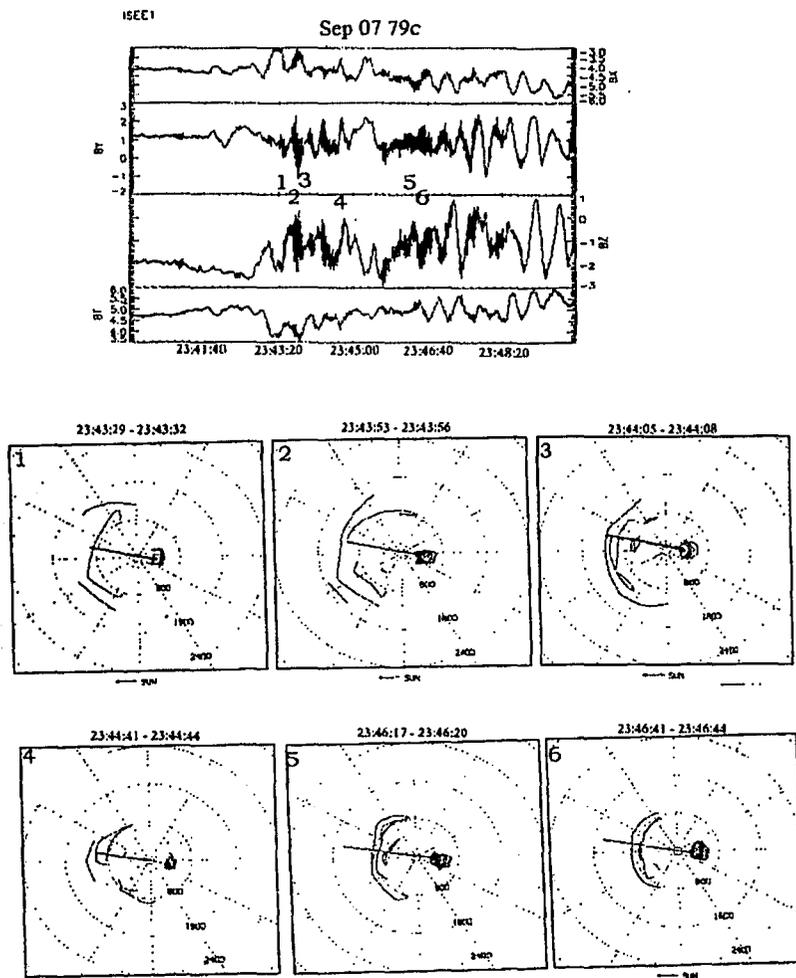


Figura 8.5: Registros para el caso Sep 07 79c.

Para la figura 8.5, los iones se encuentran en regiones de ondas con alta mezcla de frecuencias.

Todos los paneles muestran iones supertérmicos alineados a la dirección del campo \vec{B}_0 .

De los registros de iones asociados que se mostraron, puede identificarse que existen dos formas típicas de distribuciones de iones.

La primera, es de aquellas distribuciones de iones supertérmicos de tipo alineados a la dirección de \vec{B}_0 . La segunda, es de iones con distribuciones tipo giratorias. De estas dos distribuciones, son más frecuentes las distribuciones alineadas.

Por lo que entonces, hasta esta sección, hemos identificado que *las ondas de baja frecuencia, son de polarización derecha en el marco del plasma, y que los registros de iones supertérmicos asociados a estas ondas son distribuciones de tipo alineados principalmente; aunque existen registros de iones con distribuciones giratorias. La inestabilidad asociada es la Derecha Resonante.*

Ahora bien, nuestra hipótesis anterior se refuerza por el hecho de que la inestabilidad Derecha Resonante, como lo sugiere su nombre, se debe a la resonancia que ocurre a la frecuencia de ciclotrón, que en este caso se daría con los iones supertérmicos.

Es importante recordar que las distribuciones giratorias tienen una componente en dirección de desplazamiento alineada a lo largo de \vec{B}_0 ; aunque por otro lado, sabemos que tiene una componente perpendicular, la cual es responsable del giro que hacen los iones alrededor de las líneas del campo magnético.

Por lo que la resonancia puede ocurrir no sólo con los iones de distribución alineada, sino también con los de distribuciones tipo giratorias.

De esta manera, hemos mostrado que las ondas de baja frecuencia asociadas a ondas de tres segundos pueden ser generadas por haces iónicos supertérmicos fríos de velocidades no muy altas. La inestabilidad generadora es la ión/ión Derecha Resonante.

Por todo esto, en la siguiente parte del estudio, se compara un modelo teórico de la inestabilidad Derecha Resonante contra los valores de los *identificadores* de las ondas de baja frecuencia.

8.4 Identificadores de ondas e inestabilidades

Los identificadores C_B y R_{nc} fueron descritos en el capítulo anterior. Ahora se introduce un nuevo identificador; la polarización magnética de las ondas (P).

Por definición, $P \equiv i \frac{\delta B_{\vec{m}}}{\delta B_{\vec{A}}}$, donde δ representa una fluctuación en las magnitudes (Lacombe et al, 1992). La dirección \vec{S} corresponde a la dirección de fluctuación del modo magnetosónico, mientras que \vec{A} representa la dirección del modo de Alfvén. Es importante mencionar que la dirección \vec{S} está contenida en el plano $\vec{B}_0 - \vec{K}$, mientras que \vec{A} es perpendicular a este plano.

Así entonces, P muestra si las fluctuaciones son de tipo magnetosónicas $|P| > 1$ ó alfvénicas $|P| < 1$.

A las ondas de polarización circular les corresponde $|P| = 1$. Si $Re P > 0$, la polarización es derecha y $\delta \vec{B}$ rota alrededor de \vec{B}_0 en el mismo sentido que lo hacen los electrones. Análogamente, si $Re P < 0$, la polarización es izquierda y la fluctuación rota en el mismo sentido que el de los iones.

Ahora bien, dentro de las regiones previamente analizadas en el capítulo anterior para los casos de ondas superpuestas, hemos encontrado cuatro regiones de ondas de baja frecuencia "limpias". Las regiones de ondas con presencia de frecuencias "mezcladas" son cinco.

En la tabla 8.2 se muestran los valores de los identificadores θ_{KB0} , C_B , R_{nc} y P ; además se hace explícito cuales son los períodos "limpios" y cuales los "mezclados".

Tabla 8.2: Valores de los identificadores

Fecha y Periodo	θ_{KB0}	C_B	R_{nc}	P	Rot.
Regiones "limpias"					
Oct 31 77, P1	9.88	0.01	0.59	0.97	84% N
Sep 07 79a, P1	12.77	0.06	0.24	2.97	67% N
Sep 07 79c, P8	16.63	0.04	0.47	1.09	73% N
Sep 07 79d, P4	15.5	0.02	0.20	3.69	78% N
Regiones "mezcladas"					
Oct 31 77, P2	78.97	0.22	0.64	0.45	58% N
Nov 22 77, P5	17.6	0.04	0.40	1.40	54% N
Sep 07 79a, P3	30.98	0.05	0.70	0.39	52% P
Sep 07 79a, P7	23.78	0.22	0.09	9.49	51% N
Sep 07 79c, P7	6.17	0.12	0.55	0.62	61% N

Con los valores mostrados en la tabla 8.2, podemos hacer una comparación contra los modelos teóricos y tratar de identificar cuales fueron las características del haz supertérmico que generó las ondas.

Los valores obtenidos para las ondas de baja frecuencia de la tabla 8.2, podemos compararlos con los resultados del modelo teórico de *Blanco-Cano, 1995*, en donde se estudian las características de las inestabilidades Derecha Resonante generadas por un haz frío con variaciones en densidad, velocidad y temperatura.

Debido a que el análisis incluye regiones con presencia de ondas de frecuencias mezcladas, hemos fijado como 55% *Neg* el valor mínimo en el porcentaje de rotación de las ondas para considerar que una onda tiene polarización izquierda en el marco de la nave, y por tanto que son mayoritariamente derechas en el marco del plasma.

Por lo tanto, el número de casos de la tabla 8.2 se reduce, quedando solamente dos casos de ondas con frecuencias mezcladas. Todos los casos de regiones "limpias" se mantienen.

En la gráfica 8.6 se muestran los valores de los identificadores de la inestabilidad Derecha Resonante generada por un haz frío de iones, como función del ángulo θ_{KB0} para el modelo teórico usado por *Blanco-Cano, 1995*. En esos mismos paneles se grafican los valores obtenidos para las ondas de baja frecuencia.

En la gráfica 8.6, se ha fijado $kc/\omega_p = 0.5$. Las líneas sólidas corresponden a un haz de $n_{haz} = 0.01 n_{vientosolar}$, $T_{haz} \sim 10 T_{vientosolar}$ y velocidad de deriva $v_0 = 20V_A$.

Estos valores corresponden a un haz frío de iones.

Los valores puntuados corresponden a un haz denso ($n_{haz} = 0.05 n_{vientosolar}$). La trayectoria fragmentada línea-línea corresponde a un haz lento, con velocidad de deriva relativa de $v_o = 15V_A$. La trayectoria de línea-punto-línea es para un haz frío $T_{haz} \sim T_{vientosolar}$. En cada panel se varia la beta del plasma β_p a valores de 0.20, 0.70 y 1.20.

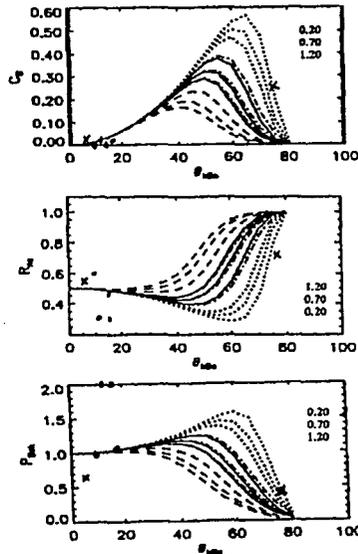


Figura 8.6: Comparación de los valores observados de los identificadores con los valores teóricos de la inestabilidad Derecha Resonante fría. Las marcas con punto corresponden a regiones “limpias” y las marcas en cruz corresponden a regiones “mezcladas”.

Primeramente, de la gráfica 8.6, se observa que el comportamiento de los identificadores no varia sustancialmente al cambiar el valor de β_p , y todos los haces para cada identificador siguen el mismo patrón de comportamiento.

En otras palabras, los valores de los identificadores son relativamente independientes del valor de β_p , y cambian más bien debido a las características de cada haz: Los cambios en velocidad, temperatura o densidad son los que hacen realmente la diferencia entre los valores de los identificadores.

8.5 Discusión de resultados

Hasta ahora, habíamos asociado a las ondas de baja frecuencia con la inestabilidad Derecha Resonante. De la comparación entre el modelo teórico y las observaciones, hemos encontrado que aunque existen algunas discrepancias, en la mayoría de los casos las ondas pueden ser identificadas con la inestabilidad Derecha Resonante.

Las discrepancias son más notorias en el identificador de polarización, pues ahí se muestran dos casos de regiones "limpias" en los que las ondas se vuelven muy magnetosónicas con valores de $P > 2$, que no corresponden con la teoría.

En el caso de C_B y R_{nc} , los valores se ajustan mejor, aunque nuevamente no todos los valores observacionales caen dentro del rango teórico.

Puede argumentarse que debido a que el modelo teórico usado es lineal, es que se explica el por qué de algunas de las discrepancias entre los valores teóricos y observacionales, sobre todo en el radio no coplanar y la compresibilidad magnética. El modelo teórico no considera procesos no lineales que pudiesen estar contribuyendo en los valores observacionales.

Por otra parte, los dos casos con polarizaciones muy altas, son los de las amplitudes mayores, y esto podría reforzar la idea inicial de que en las ondas se están llevando acabo procesos no lineales. De cualquier manera, podemos decir que no se puede identificar claramente qué tipo de inestabilidad generan esos dos casos.

Resumiendo, los valores observacionales en la mayoría de los casos son cercanos a los valores del modelo teórico. Para la inestabilidad derecha sólo existen dos casos de un identificador con valores realmente disacordes.

Con todo lo anterior, podemos enunciar la siguiente conclusión.

La mayoría de las ondas de baja frecuencia que están cerca o superpuestas a las ondas de tres segundos, pueden ser identificadas con la inestabilidad derecha resonante. Estas ondas son de polarización derecha en el marco del plasma y están asociadas con distribuciones de iones alineadas a la dirección del campo magnético principalmente, y en algunos casos sus ditribuciones pueden ser tipo girotrópicas.

Referencias:

- Barnes A. Theory of generation of bow shock associated hydromagnmnetic waves in the upstream interplanteray medium. *Cosmic Electrodynamics*, Vól. 1, pág. 90, 1970
- Blanco-Cano X.G. Waves and particles upstream of the Earth's bow shock. *Tesis Doctoral, Univ. of London, London, 1995*
- Gary S.P. Theory of Space Plasma Microinstablities. *Ed. Cambridge Press, Col. Atmospheric and Space Science Series, 1993*
- Lacombe C., Pantellini G.E., Hubert C., Harvey C., Mangeney A., Belmont G. y

Russell C.T. Mirror and Alfvénic waves observed by ISEE 1-2 during crossing of Earth bow shock. *Ann. Geophys. Vol. 10, pág. 772, 1992*

Thomsen M.F., Upstream suprathermal ions. *Geophysical Monograph Vol.35, pág. 253, 1985*

Capítulo 9

Comentarios y conclusiones

9.1 Introducción

En esta sección final, se compilan los resultados y las conclusiones obtenidos a lo largo de este trabajo. Los primeros cinco capítulos constituyen la descripción teórica y observacional que se usa como base para los tres capítulos de investigación de este trabajo de tesis.

Es por eso que las conclusiones y los comentarios referentes a los primeros cinco capítulos no son originales de esta tesis. Los resultados y las interpretaciones de los tres capítulos finales sí corresponden al resultado del desarrollo de esta tesis.

Se hará un resumen de los hechos más notables de los capítulos introductorios sin ser muy extensivos, y se hará énfasis en los resultados de los capítulos de investigación.

9.2 Resumen de los Resultados Generales

Respecto a la teoría de plasmas, vimos que es ilustrativa y útil la dinámica de una partícula que sobre todo se emplea en el seguimiento de trayectorias. La Magneto-hidrodinámica, es la teoría más usada para describir procesos de tipo macroscópico como la determinación del lugar del choque de proa, mientras que la Teoría Cinética tiene mayor importancia cuando se está interesado en procesos a microescala, y por eso se emplea esta teoría para la identificación de los modos de propagación de las ondas en el antechoque terrestre, en donde el giro de los protones es muy importante.

Podemos concluir que todas las teorías de plasmas son fundamentales para describir el comportamiento de los mismos, y que más bien depende de qué tipo de objetivos son los planteados en el estudio para saber qué teoría o en su caso qué combinación de éstas es la óptima.

Para entrar en el tema de investigación se ha comenzado con una descripción general del viento solar y sus propiedades. Se ha revisado el modelo teórico del viento solar propuesto por Eugene Parker en donde se muestra que el viento solar es un flujo continuo de plasma proveniente del Sol, que arrastra consigo en su viaje por el medio

interplanetario a las líneas del campo magnético solar, formando la llamada espiral de Parker.

Consecuencia muy importante de la espiral de Parker, es el hecho de que el ángulo θ_{Bn} formado entre la normal al choque terrestre y las líneas del campo magnético varía a lo largo del choque de proa. Se forman una región cuasiperpendicular y una cuasiparalela. Río arriba del choque de proa, pero sólo por la parte cuasiparalela, se forma una región llamada antechoque terrestre.

Continuando con los resultados del modelo de Parker, también se mencionó que la velocidad de propagación de este viento tiene dependencia con la temperatura en la base de la corona solar, y además se vió que el viento solar se acelera conforme se propaga siendo un flujo supersónico a una unidad astronómica.

La descripción del tema prosigue con los choques espaciales. Dentro de éstos acarapa la atención el ya mencionado choque terrestre, el cual se debe al encuentro entre el plasma de la magnetosfera terrestre y el flujo de viento solar.

Se describen las distintas regiones que se forman en el choque terrestre, y se comienza con una descripción de la región cuasiperpendicular. En esta región en donde $45^\circ < \theta_{Bn} < 90^\circ$, se observa que los parámetros del viento solar cambian de manera abrupta al pasar de río arriba a la región río abajo. En terminos del campo magnético, al llegar al choque, se distinguen tres regiones: Un pie, una rampa y una región de post-impacto. La primera se forma río arriba justo antes de la rampa que es en donde se da el cambio brusco en los parámetros del plasma. La región de post-impacto, está río abajo y es donde se dá el máximo en la intensidad del campo magnético.

Por el otro lado del choque, se tiene la región cuasiparalela en donde $0^\circ < \theta_{Bn} < 45^\circ$. Aquí los parámetros no sufren un cambio tan radical en sus valores, sino que éstos cambian de manera paulatina debido a que la interacción con la Tierra comienza desde la ya también mencionada región del antechoque.

En esta región del antechoque, existe una gran diversidad de modos de propagación de ondas. Así mismo, es en esta región en donde existe presencia de iones filtrados y/o reflejados en el choque. Los iones supertérmicos, son aquellos que han interactuado con el viento solar y salvo la densidad, todos sus parámetros son mayores a los del plasma ambiente.

Los modos más comunes de propagación de las ondas en el antechoque son los de frecuencia ultrabaja. Dentro de este tipo de ondas, existe un modo con un periodo aproximado de tres segundos. Estas ondas de tres segundos han sido de reciente descubrimiento, y *Le et al., (1992)* trataron de identificarlas usando teoría MHD. Posteriormente, *Blanco-Cano et al., (1999)* clasificaron e identificaron a las ondas de tres segundos usando Teoría Cinética. En los resultados obtenidos con Teoría Cinética, se ha detectado que las ondas de tres segundos son de polarización derecha cercanamente circular en el marco de la nave.

Estas ondas de tres segundos, pueden encontrarse como Aisladas cuando no existe presencia de otras ondas en el registro del campo magnético. También pueden estar en regiones en donde el campo tiene otras ondas de distintas frecuencias, generalmente frecuencias más bajas, y en este caso se nombran ondas de tres segundos Superpuestas.

Finalmente, existe otra forma de encontrar a las ondas de tres segundos, y es cuando el campo magnético está muy perturbado, y por lo mismo se llaman ondas de tres segundos Irregulares.

Es necesario aclarar que en la siguiente sección en la que se trata de los resultados de la tesis, hemos estado conciente del hecho de que el número de casos analizados y presentados para cada tipo de ondas de tres segundos no es el deseado y lo creemos una cantidad de casos reducido. Sin embargo, el estudio y los resultados reflejan una estadística que es repetitiva en sus diferentes aspectos analizados, por lo que de esta manera hemos podido encontrar resultados y son los que a continuación se presentan.

9.3 Resultados del desarrollo de la Tesis

Primera sección

Hemos propuesto comenzar con un estudio más extenso de las ondas de tres segundos, el cual contempla un mapeo de las posiciones de las ondas de tres segundos, un análisis de intensidades magnéticas de las ondas por medio de sus amplitudes normalizadas y un análisis de las regiones en donde fueron detectadas usando los ángulos θ_{Bn} . Para concluir esta primera parte, se realiza un nuevo mapeo de las posiciones de las ondas pero ahora referido a lo largo de las líneas de campo magnético.

Ahora bien, como el primer planteamiento de este trabajo es un mapeo de las ondas de tres segundos, para hacer esto se ha calculado para cada caso de ondas de tres segundos la Distancia al Choque a lo largo del eje X, obteniéndose así la distancia de las ondas al choque de proa.

En la gráfica número 6.3, se muestra la Distancia al Choque contra la Amplitud Normalizada.

Se ha encontrado que las amplitudes mayores son las de las ondas Irregulares y las de las Aisladas, mientras que las menores son las de las ondas Superpuestas. Considerando que las amplitudes son normalizadas, los resultados indican que las ondas Superpuestas muestran amplitudes pequeñas debido a que las ondas con las cuales están mezcladas son de amplitudes grandes. Por su parte, las ondas Aisladas están en regiones limpias y por eso son grandes sus amplitudes normalizadas.

Ahora, de esa misma gráfica, se observa que las ondas Aisladas son las más alejadas del choque, lo cual es congruente con el hecho de que es en esas regiones en donde el campo magnético está poco perturbado. Las ondas Superpuestas tienen un rango de distancias al choque entre pequeño y mediano, lo cual también coincide con que en esas regiones existen ondas de distintas frecuencias bien definidas. Las ondas Irregulares están a distancias pequeñas del choque y es ahí donde la perturbación del campo magnético es grande.

Respecto al análisis de los ángulos θ_{Bn} , la gráfica 6.5, muestra que a las regiones de las ondas Irregulares les corresponde el ángulo θ_{Bn} más alineado al campo magnético, con un ángulo promedio de 23.5° . A las regiones de las ondas Superpuestas y las Aisladas les corresponden ángulos θ_{Bn} mayores, siendo en promedio de 36.5° y 34°

respectivamente. Entonces podemos concluir que esto complementa a los resultados antes vistos, ya que las ondas Irregulares además de estar cerca al choque están en regiones con ángulos θ_{Bn} alineados al campo, mientras que las ondas Superpuestas y Aisladas están en regiones con ángulos medianamente alineados, y además, ambos tipos de ondas distan más al choque de proa que las Irregulares.

Finalmente, lo anterior se ve reforzado con los resultados del mapeo de las distancias referidas a lo largo de las líneas del campo magnético. En la gráfica número 6.6, se puede comprobar que el orden de distancias se preserva al medirlas sobre la dirección de las líneas del campo, y que las más alejadas son las Aisladas, seguidas de las Superpuestas y que las más cercanas son las Irregulares.

Todo esto permite reconocer que cada tipo de ondas de tres segundos tiene asociada una posición típica en el antechoque. La relación encontrada en donde las alejadas son las Aisladas y las cercanas las Irregulares, se complementa con el perfil del campo magnético en cada caso. De manera más explícita, al estar alejadas las ondas Aisladas y en regiones de ángulos θ_{Bn} medianos, es plausible proponer que el campo asociado a las ondas Aisladas esté generalmente poco perturbado, mientras que el campo magnético con presencia de ondas de distintas frecuencias, como el de las ondas Superpuestas, está generalmente a distancias medianas en regiones con ángulos θ_{Bn} medianos. Finalmente, las ondas Irregulares están cerca del choque en regiones con campo magnético perturbado, y que este tipo de ondas están en regiones con mayor alineación del ángulo θ_{Bn} .

Segunda sección

En la segunda parte del estudio, se realiza un análisis de las ondas de baja frecuencia asociadas a las ondas Superpuestas. Debido a que en la mayoría de los casos se observa que las ondas Superpuestas están acompañadas de ondas con frecuencias más bajas, es que se intenta saber qué tipos de ondas son, y cuáles son sus características.

Para realizar esto, se usa el programa ADO, y se describe también los cálculos que se realizan con él: Con este programa se obtienen en cada caso los ángulos θ_{KB0} y θ_{IB0} , el sentido de rotación de las ondas, la frecuencia de máximo poder, la amplitud normalizada, la compresibilidad magnética y el radio no coplanar. Cada uno de estos parámetros fue explicado en el desarrollo de ese capítulo.

Para poder interpretar adecuadamente los resultados obtenidos en cada intervalo analizado, ha sido necesario cuando así se requirió, subdividir los intervalos y poder diferenciar las propiedades de las ondas de baja frecuencia de las propiedades de las ondas de tres segundos. Por lo general, las ondas de tres segundos Superpuestas abarcan un período temporal corto, de tal manera que primero se analiza ese período y luego el intervalo de las ondas de baja frecuencia sobre las cuales están montadas las ondas de tres segundos. A este tipo de región se le nombra mezclada.

Por lo anterior, es que se han clasificado tres tipos de regiones, las limpias, las mezcladas y las de frecuencia alta (en donde están incluidas las ondas de tres segundos). En las regiones limpias se encuentran las ondas de bajas frecuencias que son de interés debido a que éstas aparecen en los registros del campo magnético cercanas a las ondas

Superpuestas. En las regiones de alta frecuencia es en donde se encuentran las ondas de tres segundos Superpuestas y también hay ondas de frecuencias cercanas. Como lo indica su nombre las regiones mezcladas son aquellas con presencia tanto de ondas de baja frecuencia como de alta frecuencia.

Cada caso se ha analizado por separado y en cada uno se muestran los resultados. Aunado a lo anterior, se ha hecho promedio de los distintos tipos de regiones arriba descritos para así analizar los resultados.

Se ha encontrado que las ondas con propagaciones más alineadas al campo son las de baja frecuencia y en promedio θ_{KB_0} es de 13° , mientras que las ondas de alta frecuencia se propagan a ángulos un poco más grandes.

El ángulo θ_{IB_0} que se forma entre la dirección de máxima varianza y el campo magnético es casi perpendicular tanto para las ondas de baja y alta frecuencia como para las regiones mezcladas.

El sentido de rotación de las ondas sí difiere, y se ha observado que en el marco de la nave las ondas de baja frecuencia son negativas (izquierdas), mientras que las ondas de alta frecuencia son positivas (derechas). En las regiones mezcladas, el sentido de rotación es en promedio 50% positivo y 50% negativo.

Las amplitudes más grandes son para las ondas de baja frecuencia y en promedio su amplitud normalizada es de 0.4, mientras que las ondas de alta frecuencias son de amplitudes pequeñas y en promedio se obtuvo un valor de 0.16 en sus amplitudes normalizadas con respecto al campo \vec{B}_0 .

Un hecho interesante respecto a la compresibilidad magnética, es que por separado ambos tipos de ondas (de frecuencias alta y baja) son muy poco compresivas 0.09 y 0.03 respectivamente; sin embargo, en regiones mezcladas la compresibilidad alcanza un valor promedio de 0.11. Esto indica que sólo cuando ambos tipos de ondas se encuentran, la combinación provoca cierta compresibilidad magnética que cada una por separado no produce.

Finalmente, el radio no coplanar tiene un valor promedio de 0.43 para las ondas de baja frecuencia, un valor de 0.47 para las ondas de alta frecuencia y un valor un poco más bajo para las regiones mezcladas, siendo de 0.37.

Tercera sección

La parte final de la investigación trata de la asociación de iones a las ondas de baja frecuencia. Esto permite que, aunado a la sección anterior, se clasifique mejor a las ondas de baja frecuencia.

Cabe mencionar que no en todos los casos se contó con los registros iónicos. Sin embargo, en los que sí se tuvieron estos registros se hizo un análisis que sirve de base para todos los casos.

Para esto, se propone como objetivo identificar si los iones asociados a las ondas de baja frecuencia son los que las están generando. Así entonces en el desarrollo del capítulo se revisa la teoría de asociación de iones a ondas. Posteriormente se muestran los registros, para que usando como identificadores de ondas e inestabilidades a la Compresibilidad Magnética, al Radio no Coplanar y a la Polarización, se pueda

establecer una relación entre los iones y las ondas.

Finalmente, se hace una comparación entre los valores obtenidos de los identificadores cinéticos con un modelo teórico.

Pues bien, se han encontrado dos tipos de distribuciones iónicas en los registros. La primera es distribuciones de iones supertérmicos alineados al campo magnético y la segunda es de distribuciones de tipo giratorio alrededor del campo. De estos dos tipos, los más frecuentes son los de iones supertérmicos alineados.

El ángulo θ_{KB_0} ya se discutió en la sección anterior, y se encontró que las ondas de baja frecuencia son de propagación alineada al campo magnético, y que en presencia de ondas de alta frecuencia su propagación no es tan alineada.

La compresibilidad magnética ya había sido analizada y por eso no nos extendemos aquí.

En cuanto a la polarización, se obtuvieron tres regiones limpias tipo magnetosónica ($P > 1$) y una región limpia tipo alfvénica ($P < 1$). De las regiones mezcladas, tres casos son de tipo alfvénico y dos de tipo magnetosónico. Enunciamos por lo tanto que las ondas de baja frecuencia son de tipo magnetosónico (regiones limpias).

Ahora bien, usando los valores individuales de los identificadores para cada caso, se hace una comparación con el modelo teórico de *Blanco-Cano, 1995*.

Con todo esto se ha podido enunciar una conclusión final, que se muestra a continuación.

Las ondas de bajas frecuencias que están cerca o superpuestas con las ondas de tres segundos son de polarización derecha en el marco del plasma y están asociadas con la inestabilidad Derecha Resonante. Los iones asociados principalmente tienen distribuciones supertérmicas alineadas al campo, aunque pueden existir distribuciones de tipo giratorio.

Es así como se concluye con este trabajo de Tesis de Licenciatura en Física.

9.4 Epílogo

Las futuras perspectivas en la Física Espacial

El estudio de la física espacial es un tema para el que se esperan grandes descubrimientos en un futuro no muy lejano. Para poder lograrlo, deben de combinarse los resultados obtenidos de cada una de las ramas que contempla la física del espacio.

Muchas incógnitas deben resolverse para describir y explicar el comportamiento de los plasmas astrofísicos. En lo que respecta al estudio de los plasmas, en general, se han empleado cuatro metodologías distintas : teoría , laboratorios, simulaciones numéricas computacionales y datos obtenidos por las naves espaciales.

Por otra parte, una conceptualización mas amplia acerca del choque terrestre sería un pilar de la física espacial. El estudio del choque terrestre puede ofrecer las bases para la descripción de los demás choques de plasmas que suceden en el Universo.

Mucho se ha avanzado en la comprensión y/o explicación del choque terrestre, pero de cualquier forma existen muchas preguntas abiertas que para poder resolverlas, han de pasar años de estudios.

Para la física espacial, los viajes de las naves por el medio interplanetario y la medición de datos *in situ*, además de ser una forma de estudio de los plasmas, son fundamentales en muchos otros aspectos de los estudios astrofísicos.

La información que nos proporcionan las naves se ve sometida a una comparación con los resultados de los modelos que predicen el comportamiento de los plasmas. De cualquier manera, el análisis de la información sobre estos fenómenos, muestra comportamientos que no se explican con las teorías vigentes, dejando patente la necesidad de desarrollar nuevas teorías.

A lo largo de este texto se fueron planteando preguntas abiertas en su debido momento, pero muchas otras no han sido mencionadas. En seguida se muestra un ejemplo de estas incógnitas en los estudios del viento solar.

La teoría de la física solar y la teoría de la física de las partículas energéticas, no están del todo desarrolladas, por lo que diversas hipótesis no pueden ser validadas teóricamente. Sin embargo, esto ha motivado que se continuen los trabajos de investigación.

El futuro de la física espacial y de sus diferentes áreas de especialización depende, en buena parte, de la información que las naves espaciales proporcionen sobre electrones, iones, campo magnético, partículas pesadas, etc. La obtención de estos datos, depende a su vez, de disponer de mejores y más calificados sistemas de detección.

A manera de ejemplo, a continuación se describe la nave ACE (Advanced Composition Explorer), equipada con nueve detectores de partículas.

Masa: 785 kg (incluidos los 189 kg de combustible)

Estructura: Dos cubiertas octagonales, 1.6 m a lo largo y 1 m a lo alto.

Propulsión: Hydazine, para despegue y para mantenerse en órbita.

Poder: 443 W, con cuatro detectores solares como fuentes de energía.

La misión ACE fue lanzada en Agosto de 1997 y el transbordador que la puso en

órbita fue Delta II. La misión principal de ACE es observar las partículas energéticas inmersas en el Sistema Solar, y su tiempo de vida es de 2 a 5 años.

Con la información proporcionada por los detectores de la nave, es posible determinar la velocidad, temperatura y composición del viento solar. Así mismo, con los datos de ACE no sólo se estudia al viento solar, sino también eventos solares como ráfagas y eyecciones de masa coronal.

La nave ACE orbita alrededor de la Tierra a una distancia promedio de 25 radios terrestres (150 000 Km de la Tierra), permitiendo que se realicen estudios del campo magnético terrestre y de las tormentas magnéticas que tantos problemas generan en las telecomunicaciones.

Otra misión de grandes expectativas científicas, es el proyecto CLUSTER, conformado por 4 naves espaciales, todas de igual diseño, y que viajan de manera coordinada. En la figura 9.1 se esquematizan estas naves.

Una de las grandes ventajas que ofrece CLUSTER, es el hecho de que por primera vez, se podrán obtener registros en el medio interplanetario de forma tridimensional y también de variación temporal de los fenómenos. Con esto en particular, será posibles realizar mejores estudios de los procesos físicos que tienen lugar en el choque del viento solar con la magnetosfera.

Las regiones que CLUSTER observará, son el viento solar, el choque de proa, la magnetosfera, la magnetofunda, los polos magnéticos terrestres y la zona auroral.

CLUSTER cuenta con 11 dispositivos científicos, dentro de los cuales destacan el magnetómetro tipo "fluxgate", el analizador espacio-temporal del experimento de fluctuaciones del campo, el dispositivo del experimento de "ondas y campo eléctrico" y el analizador de ondas de alta frecuencia, aunque los 8 instrumentos restantes son también fundamentales.

Ahora bien, independientemente de qué tan bien equipadas estén las naves espaciales, siempre van a existir temas de estudio de la física espacial que necesiten de nuevas misiones con nuevos y mejores detectores.

Ejemplo de esto, es un evento como el registrado los días 10 al 12 de Mayo de 1999, en donde virtualmente el viento solar desapareció, lo que provocó que la magnetosfera terrestre creciera a tamaños nunca antes vistos. Un evento como este también muestra que aunque muchas cosas se pueden predecir, hay otras que no nos imaginamos siquiera que pudiesen existir.

Por último, aunque la física espacial es un área de investigación relativamente nueva, son ya muchos los estudios que se han hecho, y que se hacen, a partir de los cuales cada día nos acercamos más al entendimiento de los plasmas astrofísicos.

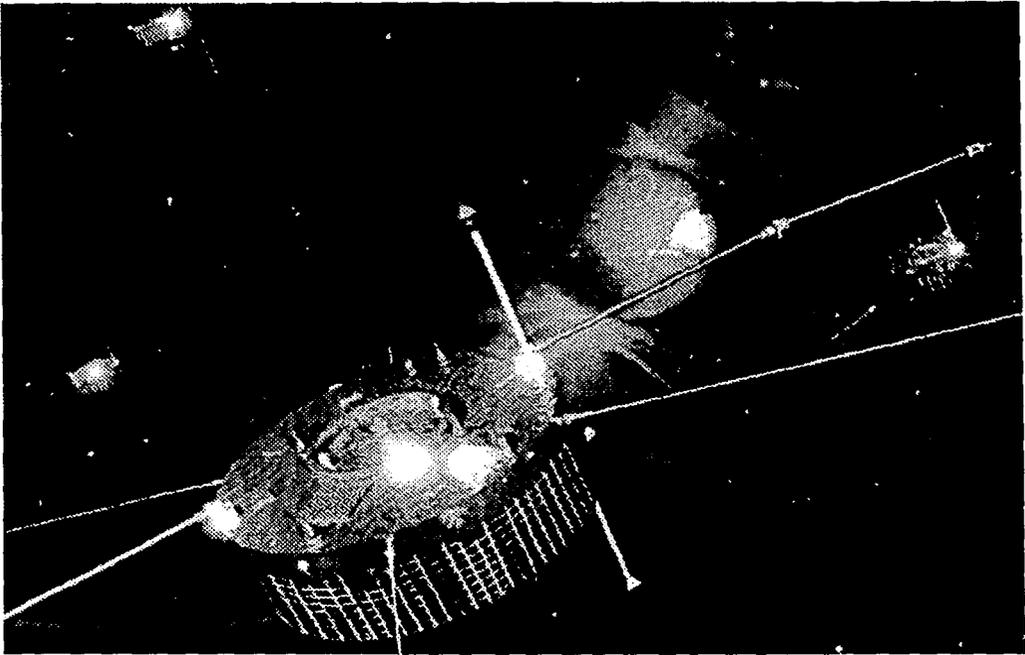


Figura 9.1: Ilustración de las 4 naves que conforman la misión CLUSTER.