

Universidade do Vale do Paraíba  
Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento

RAFAEL DOUGLAS CUNHA DA SILVA

ESTUDO DE EMISSÕES SOLARES TIPO II MÉTRICAS  
ASSOCIADAS A EJEÇÕES DE MASSA CORONAL (CMES) E  
ONDAS NO ULTRAVIOLETA EXTREMO (ONDAS EUV)

São José dos Campos, SP

2016



Rafael Douglas Cunha da Silva

**ESTUDO DE EMISSÕES SOLARES TIPO II MÉTRICAS  
ASSOCIADAS A EJEÇÕES DE MASSA CORONAL (CMES)  
E ONDAS NO ULTRAVIOLETA EXTREMO (ONDAS EUV)**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia da Universidade do Vale do Paraíba, como complementação dos créditos necessários à obtenção do título de Doutor em Física e Astronomia.

Orientadores: Prof. Dr. Francisco C. Rocha Fernandes  
Prof. Dr. Caius L. Selhorst

São José dos Campos, SP

2016



*“As coisas mudam no devagar depressa dos tempos.”*

GUIMARÃES ROSA (1908-1967)



*A meus pais, irmãos e sobrinha...*





## AGRADECIMENTOS

A meus orientadores Dr. Francisco Carlos Rocha Fernandes (Guga) e Dr. Caius Lucius Selhorst, pela valiosa instrução científica, enriquecida de amizade, apoio e paciência, durante o desenvolvimento desta tese.

A todos os professores que contribuíram para meu desenvolvimento, não apenas acadêmico-científico, mas também como cidadão.

Aos membros da banca examinadora, pela análise e sugestões apresentadas à tese, seguramente fundamentais para o aprimoramento da mesma.

À equipe da rede de radioespectrógrafos e-CALLISTO, pelos dados solares disponibilizados.

Aos consórcios ESA/NASA/SoHO/EIT, NASA/STEREO/EUVI e NASA/SDO/AIA, pelas imagens solares em EUV disponibilizadas.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), pela bolsa de doutorado, concedida sob processo 2012/00009-5.

À Fundação Valeparaibana de Ensino (UNIVAP-FVE), pelo auxílio na mensalidade do curso de doutorado.

Aos companheiros de estudo do Programa de Pós-graduação em Física e Astronomia do Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento da UNIVAP, em especial aos companheiros do grupo de Física Solar, Zuleika Sodré e Alexandre Oliveira e Silva.

A minha família, pelo apoio que tenho recebido ao longo de meus estudos.



## RESUMO

Este estudo consiste na análise de nove emissões solares tipo II métricas, observadas por espectrógrafos da rede e-CALLISTO (*Compound Astronomical Low-frequency Low-cost Instrument for Spectroscopy in Transportable Observatories*) entre 2010 e 2014 (incluindo o início do período de máximo do ciclo solar 24), que apresentaram, com exceção de um evento, associação com ejeção de massa coronal (CME) e onda no extremo ultravioleta (onda EUV). Atribuídas desde 1960 a ondas de choque coronais, as emissões tipo II são geradas a partir das ondas de Langmuir por via de emissão de plasma. As ondas EUV são distúrbios coronais de grande escala, observados como frentes brilhantes propagantes em EUV, e sempre acompanhados de CME, cujas primeiras observações diretas foram realizadas em 1995 pelo instrumento *Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope* (EIT), a bordo do satélite SoHO (*Solar and Heliospheric Observatory*). A natureza ondulatória das ondas EUV é ainda controversa na literatura, sobretudo devido à incompatibilidade de suas velocidades com as velocidades das ondas de choque coronais, obtidas em alguns estudos de caso. Neste estudo, foi proposto e implementado um método de verificação de indícios de desvio de propagação radial para o segmento da frente de choque responsável pela emissão tipo II, mediante a comparação entre as alturas das frentes de onda EUV e as alturas da fonte de radioemissão, supondo uma correlação entre a frente de onda EUV e a frente de onda de choque associada à radioemissão. A partir dos resultados obtidos com essa comparação, foram determinados os parâmetros físicos das fontes de radioemissão e de suas regiões: velocidade do choque de  $210 - 2830 \text{ km s}^{-1}$ , número de Mach alfvênico de  $1,1 - 5,4$ , velocidade de Alfvén de  $105 - 1230 \text{ km s}^{-1}$ , e campo magnético de  $0,2 - 10,3 \text{ G}$ . As frentes de onda EUV apresentaram velocidade média de  $190 - 1125 \text{ km s}^{-1}$ , cerca de 80% dos valores obtidos para a velocidade média dos choques, de  $380 - 1330 \text{ km s}^{-1}$ . Entre os oito eventos acompanhados de onda EUV, seis ocorreram durante a fase de aceleração rápida da CME, enquanto dois ocorreram após essa fase. Este estudo mostrou que a hipótese de as ondas EUV serem, assim como as emissões tipo II, assinaturas de ondas de choque coronais, no caso de choques desencadeados por CMEs, é muito plausível.

**Palavras-chave:** 1. Emissão solar tipo II métrica. 2. Onda de choque coronal 3. Ejeção de massa coronal (CME). 4. Onda EUV. 5. e-Callisto.



# STUDY OF SOLAR METRIC TYPE II BURSTS ASSOCIATED WITH CORONAL MASS EJECTIONS (CMES) AND EXTREME ULTRAVIOLET WAVES (EUV WAVES)

## ABSTRACT

This study consists in an investigation of nine solar type II bursts observed at meter wavelengths by spectrometers from e-CALLISTO (Compound Astronomical Low-frequency Low-cost Instrument for Spectroscopy in Transportable Observatories) between 2010 and 2014 (including the beginning of the maximum period of solar cycle 24), that presented, with the exception of one event, association with coronal mass ejection (CME) and with wave in the extreme ultraviolet (EUV wave). Considered as signatures of coronal shock waves since 1960, solar type II bursts are produced from Langmuir waves by plasma emission. EUV waves are coronal large-scale disturbances, observed as propagating brightness fronts in EUV, and always accompanied by CME, that were first directly observed in 1995 by the Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope (EIT), on board the Solar and Heliospheric Observatory (SoHO). The wave nature of the EUV waves is still controversial in the literature, mainly because of the incompatibility between the speed of the EUV waves and the speed of the coronal shock waves, found in some case studies. In this study, it was proposed and applied a method of searching for clues to an oblique propagation of the type-II-emitting shock segment by comparing the heights of the EUV waves with the heights of the radio-emitting sources, assuming a correlation between the EUV wave front and the front of the type-II-associated shock wave. According to the outcomes of this comparison, it was carried out the determination of the physical parameters of the radio-emitting sources and of their regions: shock speed of  $210 - 2830 \text{ km s}^{-1}$ , Alfvén Mach number of  $1.1 - 5.4$ , Alfvén speed of  $105 - 1230 \text{ km s}^{-1}$ , and magnetic field strength of  $0.2 - 10.3 \text{ G}$ . The EUV wave fronts showed an average speed of  $190 - 1125 \text{ km s}^{-1}$ , about 80% of the values found for the average speed of the shocks, of  $380 - 1330 \text{ km s}^{-1}$ . Among the eight events that were accompanied by EUV wave, six took place during the fast acceleration phase of the CME, whereas two occurred after this phase. This study showed that the hypothesis that EUV waves are, together with type II bursts, signatures of coronal shock waves, in the case of shocks driven by CMEs, is very plausible.

**Keywords:** 1. Metric type II burst. 2. Coronal shock wave 3. Coronal mass ejection (CME). 4. EUV wave. 5. e-Callisto.



# SUMÁRIO

Pág.

## LISTA DE FIGURAS

## LISTA DE TABELAS

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

## LISTA DE SÍMBOLOS

<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>25</b>
1.1 Motivação para o Desenvolvimento da Tese . . . . .	26
1.2 Objetivos . . . . .	27
1.2.1 Objetivo Geral . . . . .	27
1.2.2 Objetivos Específicos . . . . .	27
<b>2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA</b> . . . . .	<b>29</b>
2.1 Ejeções de Massa Coronal (CME) . . . . .	29
2.2 Ondas de Choque MHD . . . . .	30
2.3 Ondas EUV . . . . .	32
2.4 Emissões Solares Tipo II . . . . .	33
2.4.1 Variantes de Emissões Tipo II . . . . .	35
<b>3 METODOLOGIA</b> . . . . .	<b>37</b>
3.1 Parâmetros Observacionais das Emissões Tipo II . . . . .	37
3.2 Parâmetros Físicos da Fonte de Radioemissão . . . . .	39
3.2.1 Velocidade de Propagação do Choque . . . . .	41
3.2.2 Variação de Densidade na Frente de Choque . . . . .	43
3.2.3 Velocidade de Alfvén . . . . .	44
3.2.4 Número de Mach Alfvênico do Choque . . . . .	45
3.2.5 Campo Magnético . . . . .	46
3.3 Determinação das Frentes de Onda EUV . . . . .	46
3.4 Comparação entre as Alturas das Fontes de Radioemissão e as Alturas das Frentes de Onda EUV . . . . .	47
<b>4 SELEÇÃO DE EVENTOS E ANÁLISE DE DADOS</b> . . . . .	<b>49</b>
4.1 Eventos Tipo II Selecionados para a Análise . . . . .	49
4.2 Eventos 1, 2 e 3 . . . . .	51

4.3	Eventos 4, 5 e 6 . . . . .	57
4.4	Eventos 7, 8 e 9 . . . . .	63
<b>5</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO . . . . .</b>	<b>69</b>
5.1	Eventos 1, 2 e 3 . . . . .	69
5.2	Eventos 4, 5 e 6 . . . . .	74
5.3	Eventos 7, 8 e 9 . . . . .	77
5.4	Semelhanças e Discrepâncias entre os Eventos . . . . .	81
5.5	Comparação dos Resultados com Aqueles Publicados na Literatura . . . . .	85
<b>6</b>	<b>CONCLUSÃO . . . . .</b>	<b>87</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>89</b>
<b>8</b>	<b>ANEXOS - ARTIGOS . . . . .</b>	<b>97</b>



## LISTA DE FIGURAS

		<u>Pág.</u>
1	Imagem composta (SoHO/EIT 304 Å e SoHO/LASCO-C2) de uma CME, observada em 2 de dezembro de 2003. . . . .	30
2	Modelo 3D e 2D (seção transversal) de uma onda de choque propagando-se através da coroa solar. Os dois arcos mais escuros na ilustração 2D representam as frentes de onda de choque. . . . .	31
3	Onda EUV, observada em 17 de janeiro de 2010 por STEREO/SECCHI/EUVI-B em 195 Å, associada à expansão de uma CME durante a formação de uma onda de choque coronal. . . . .	32
4	Espectro dinâmico de emissão tipo II (fundamental e harmônico), obtido na faixa de frequências de 40-800 MHz em 3 de novembro de 1997 pelo radioespectrógrafo do Instituto de Astrofísica de Potsdam (POTS) em Trensdorf, Alemanha. . . . .	34
5	Ilustração dos espectros dinâmicos de variantes tipo II: a) tipo II com banda dividida; b) tipo II <i>herringbone</i> ; e c) tipo II com bandas múltiplas. . . . .	36
6	Espectro dinâmico esquematizado de uma emissão tipo II com ambas as bandas (fundamental e harmônico) divididas, no qual são ilustrados os seguintes parâmetros observacionais: instante inicial ( $t_i$ ); instante final ( $t_f$ ); duração ( $\Delta t$ ); frequência inicial ( $f_i$ ); frequência final ( $f_f$ ); banda de frequência total ( $\Delta f$ ), largura de banda instantânea ( $\Delta f_i$ ) (para a banda de frequências e para os ramos de frequências superior (UB) e inferior (LB)); e divisão de banda instantânea ( $BD_i$ ). . . . .	38
7	Ilustração dos perfis espectrais da radioemissão, com os máximos de intensidade e largura de banda de meia potência, utilizados na determinação da largura de banda instantânea ( $\Delta f_i$ ) e da divisão de banda instantânea ( $BD_i$ ) das emissões tipo II. . . . .	39
8	Ilustração do desvio da propagação radial do segmento de choque responsável pela emissão tipo II, supondo uma expansão perfeitamente esférica para a frente de choque. As distâncias heliocêntricas $R_1$ e $R_2$ estão associadas à fonte de radioemissão e à componente radial da frente de choque, respectivamente. . . . .	41
9	a) Morfologia esférica observada para uma frente de onda EUV pouco intensa em 15 de fevereiro de 2011 por STEREO/EUVI-A em 195 Å. b) Morfologia esférica observada para uma frente de onda EUV muito intensa em 17 de janeiro de 2010 por STEREO/EUVI-B em 195 Å. . . . .	47

10	Espectros dinâmicos de emissões tipo II: (a) Evento 1: banda dividida e reabsorção parcial da banda do fundamental; (b) Evento 2: banda dividida e reabsorção total da banda do fundamental; e (c) Evento 3: banda dividida e deriva em frequência observada apenas para o ramo inferior (LB) da banda do harmônico. . . . .	51
11	Imagem, obtida por subtração fixa, de onda EUV observada por SoHO/EIT em 195 Å às 05:47 UT, produzida pela expansão inicial da CME associada ao Evento 1. . . . .	52
12	Imagens, obtidas por subtração fixa, da formação de onda EUV, acompanhada de bolha, associada ao Evento 1, observada por SDO/AIA em 211 Å para: (a) 05:38-05:35 UT; (b) 05:39-05:35 UT; e (c) 05:40-05:35 UT. . . . .	53
13	Imagens, obtidas por subtração fixa, da formação de onda EUV associada ao Evento 2, observada por SDO/AIA em 211 Å para: (a) 08:01:12-08:00:24 UT; (b) 08:01:48-08:00:24 UT; (c) 08:02:24-08:00:24 UT; (d) 08:03:00-08:00:24 UT; (e) 08:03:36-08:00:24 UT; e (f) 08:04:12-08:00:24 UT. . . . .	54
14	Imagens, obtidas por subtração corrida, da formação de onda EUV, acompanhada de bolha, associada ao Evento 3, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-A em 195 Å para: (a) 03:40-03:35 UT; (b) 03:45-03:35 UT; e (c) 03:50-03:35 UT. . . . .	56
15	Espectros dinâmicos de emissões tipo II: (a) Evento 4: sem divisão de banda, com aspectos de <i>herringbone</i> e presença de “precursor” (~20:02 UT); (b) Evento 5: sem divisão de banda e com reabsorção parcial da banda do fundamental; e (c) Evento 6: sem divisão de banda e com reabsorção parcial da banda do fundamental. . . . .	58
16	Imagens, obtidas por subtração fixa, de onda EUV associada ao Evento 4, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-B em 195 Å para: (a) 20:00-19:50 UT; (b) 20:05-19:50 UT; e (c) 20:10-19:50 UT. . . . .	59
17	Imagens, obtidas por subtração fixa, da região ativa do <i>flare</i> C4.0 associado ao Evento 5, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-B em 195 Å para: (a) 17:20-17:10 UT; (b) 17:25-17:10 UT; e (c) 17:30-17:10 UT. Nenhum indício de onda EUV foi observado. . . . .	60
18	Imagens, obtidas por subtração fixa, da formação da onda EUV associada ao Evento 6, observada por SDO/AIA em 211 Å para: (a) 15:36-15:34 UT; (b) 15:38-15:34 UT; (c) 15:40-15:34 UT; (d) 15:42-15:34 UT; (e) 15:44-15:34 UT; (f) 15:46-15:34 UT. . . . .	62

19	Espectros dinâmicos de emissões tipo II: (a) Evento 7: banda dividida e reabsorção parcial da banda do fundamental; (b) Evento 8: bandas do fundamental e harmônico fragmentadas e início de divisão de banda apenas para o final ( $\sim 16:26$ UT) da emissão e para a banda do fundamental; e (c) Evento 9: banda dividida, com reabsorção parcial da banda do fundamental e dois regimes de deriva em frequência. . . . .	63
20	Imagens, obtidas por subtração fixa, da formação de onda EUV associada ao Evento 7, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-B em $195 \text{ \AA}$ para: (a) 08:50-08:35 UT; (b) 08:55-08:35 UT; (c) 09:00-08:35 UT; e (d) 09:05-08:35 UT. . . . .	64
21	Imagens, obtidas por subtração fixa, da formação de onda EUV associada ao Evento 8, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-B $195 \text{ \AA}$ para: (a) 16:05-16:00 UT; (b) 16:10-16:00 UT; (c) 16:15-16:00 UT; (d) 16:20-16:00 UT; (e) 16:25-16:00 UT; e (f) 16:30-16:00 UT. . . . .	66
22	Imagens, obtidas por subtração fixa, de formação de onda EUV associada ao Evento 9, observada pelo SDO/AIA $211 \text{ \AA}$ para: (a) 09:42-09:34 UT; (b) 09:44-09:34 UT; (c) 09:46-09:34 UT; (d) 09:48-09:34 UT; (e) 09:50-09:34 UT; e (f) 09:52-09:34 UT. . . . .	67
23	Comparação entre as distâncias heliocêntricas das fontes radioemissão e das frentes de onda EUV para: (a) Evento 1, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com $1 \times \text{Newkirk (1961)}$ , que não apresentou diferenças significativas em relação ao modelo de Cairns et al. (2009); (b) Evento 2, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com $3 \times \text{Newkirk (1961)}$ ; e (c) Evento 3, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com $2 \times \text{Newkirk (1961)}$ . As regiões cinza representam as alturas da fonte de emissão tipo II determinadas mediante a aplicação do modelo ou múltiplo do modelo mais apropriado, considerando toda a largura de banda da radioemissão. . . . .	70
24	Parâmetros físicos das fontes de radioemissão, determinados com relação às frequências mais baixas das radioemissões, associadas às regiões de plasma não perturbado, e mediante a aplicação dos múltiplos do modelo de densidade de Newkirk (1961) mais apropriados para os Eventos 1 (a), 2 (b) e 3 (c). As barras de erro representam os erros instrumentais das medidas, adotando um erro quadrático igual a zero. . . . .	72

25	<p>Comparação entre as distâncias heliocêntricas das fontes radioemissão e das frentes de onda EUV para: (a) Evento 4, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com <math>1\times</math>Newkirk (1961), que não apresentou diferenças significativas em relação ao modelo de Cairns et al. (2009); (b) Evento 5, desassociado de onda EUV, com as alturas do <i>flare</i> compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com <math>2\times</math>Newkirk (1961); e (c) Evento 6, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com <math>1\times</math>Newkirk (1961). As regiões cinza representam as alturas da fonte de emissão tipo II determinadas mediante a aplicação do múltiplo do modelo mais apropriado, considerando toda a largura de banda da radioemissão. . . . .</p>	75
26	<p>Parâmetros físicos das fontes de radioemissão, determinados com relação às frequências mais baixas das radioemissões, associadas às regiões de plasma não perturbado, e mediante a aplicação dos múltiplos do modelo de densidade de Newkirk (1961) mais apropriados para os Eventos 4 (a), 5 (b) e 6 (c). As barras de erro representam os erros instrumentais das medidas, adotando um erro quadrático igual a zero. . . . .</p>	76
27	<p>Comparação entre as distâncias heliocêntricas das fontes radioemissão e das frentes de onda EUV para: (a) Evento 7, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com <math>3\times</math>Newkirk (1961); (b) Evento 8, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com <math>1\times</math>Newkirk (1961); e (c) Evento 9, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com <math>3\times</math>Newkirk (1961). As regiões cinza representam as alturas da fonte de emissão tipo II determinadas mediante a aplicação do modelo ou múltiplo do modelo mais apropriado, considerando toda a largura de banda da radioemissão. . . . .</p>	78
28	<p>Parâmetros físicos das fontes de radioemissão, determinados com relação às frequências mais baixas das radioemissões, associadas às regiões de plasma não perturbado, e mediante a aplicação dos múltiplos do modelo de densidade de Newkirk (1961) mais apropriados para os Eventos 7 (a), 8 (b) e 9 (c). As barras de erro representam os erros instrumentais das medidas, adotando um erro quadrático igual a zero. . . . .</p>	80

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1	Eventos tipo II selecionados para a análise. . . . . 50
2	Características espectrais e de localização dos eventos tipo II. . . . . 82
3	Características físicas principais dos fenômenos associados aos eventos tipo II. 83
4	Condições físicas principais das fontes de radioemissão e de suas regiões. . . . 84
5	Comparação dos resultados obtidos para a velocidade do choque ( $v_{ch}$ ), número de Mach alfvênico ( $M_A$ ), velocidade de Alfvén ( $v_A$ ), intensidade do campo magnético ( $B$ ), e velocidade média da onda EUV ( $v_{EUVm}$ ), com resultados na literatura. . . . . 86



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AIA	–	<i>Atmospheric Imaging Assembly</i>
BIR	–	Birr, República da Irlanda
BLEN	–	<i>Bleien Observatory</i>
CALLISTO	–	<i>Compound Astronomical Low-frequency Low-cost Instrument for Spectroscopy and Transportable Observatory</i>
CME	–	Ejeção de massa coronal ( <i>Coronal Mass Ejection</i> )
EIT	–	<i>Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope</i>
EUV	–	Ultravioleta extremo ( <i>Extreme UltraViolet</i> )
EUVI	–	<i>Extreme Ultraviolet Imager</i>
FOV	–	<i>Field of View</i>
GLASGOW	–	Glasgow, Escócia
GOES	–	<i>Geostationary Operational Environmental Satellite</i>
HXR	–	Raio-X duro ( <i>Hard X-Ray</i> )
HXT	–	<i>Hard X-ray Telescope</i>
ICME	–	<i>Interplanetary Coronal Mass Ejection</i>
IDL	–	<i>Interactive Data Language</i>
INPE	–	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
LASCO	–	<i>Large Angle Spectroscopic Coronagraph</i>
LB	–	Ramo inferior ( <i>Lower Branch</i> )
MHD	–	Magneto-Hidrodinâmico
NOAA	–	<i>National Oceanic and Atmospheric Administration</i>
OSO	–	<i>Orbiting Solar Observatories</i>

OOTY	–	Ooty, Índia
POTS	–	<i>Potsdam Observatory</i>
rfi	–	<i>radio frequency interference</i>
SDO	–	<i>Solar Dynamics Observatory</i>
SECCHI	–	<i>Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation</i>
sfu	–	<i>solar flux unit</i> ( $1 \text{ sfu} = 10^{-19} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} = 10^4 \text{ Jansky}$ )
SGD	–	<i>Solar Geophysical Data</i>
SMM	–	<i>Solar Maximum Mission</i>
SoHO	–	<i>Solar and Heliospheric Observatory</i>
SSRT	–	<i>Siberian Solar Radio Telescope</i>
SSW	–	<i>SolarSoftWare</i>
STEREO	–	<i>Solar Terrestrial Relations Observatory</i>
SXR	–	Raio-X mole ( <i>Soft X-Ray</i> )
SXT	–	<i>Soft X-ray Telescope</i>
UB	–	Ramo superior ( <i>Upper Branch</i> )
UNIVAP	–	Universidade do Vale do Paraíba
UT	–	<i>Universal Time</i>
WAVES	–	<i>Radio and Plasma Waves Experiment</i>



## LISTA DE SÍMBOLOS

$B$	–	campo magnético
$B_0$	–	campo magnético ambiente
$BD_i$	–	divisão de banda instantânea
$c$	–	velocidade da luz no vácuo
$e$	–	carga do elétron
$f$	–	frequência observada
$f_i$	–	frequência inicial
$f_f$	–	frequência final
$f_p$	–	frequência de plasma
$k_b$	–	constante de Boltzmann
$M$	–	número de Mach
$M_A$	–	número de Mach alfvênico
$m_e$	–	massa do elétron
$n_e$	–	densidade eletrônica
$n_i$	–	densidade de íons
$p$	–	pressão
$R$	–	distância heliocêntrica
$R_\odot$	–	raio solar
$t_i$	–	instante inicial
$t_f$	–	instante final
$T$	–	temperatura efetiva

$T_B$	–	temperatura de brilho
$v$	–	velocidade
$v_{ac}$	–	velocidade do agente acionador
$v_A$	–	velocidade de Alfvén
$v_{ch}$	–	velocidade do choque
$v_{EUVm}$	–	velocidade média da onda EUV
$X_n$	–	variação de densidade na frente de choque
$\beta$	–	razão entre as pressões térmica e magnética do plasma
$\epsilon_0$	–	constante de permissividade
$\gamma$	–	índice adiabático
$\lambda$	–	comprimento de onda
$\mu_0$	–	permeabilidade magnética no vácuo
$\rho_m$	–	densidade do meio

## 1 INTRODUÇÃO

Os fenômenos eruptivos que ocorrem na coroa solar são responsáveis por distúrbios solares globais, tais como as ondas de choque coronais. Entre as assinaturas de choques coronais, encontram-se as radioemissões de banda estreita ( $\sim 5-70$  MHz) e baixa taxa de deriva em frequência ( $\sim 0,1-1,5$  MHz  $s^{-1}$ ), rumo a frequências mais baixas, conhecidas como emissões tipo II ou *bursts* tipo II. A emissão é gerada a partir de oscilações do plasma coronal e é observada como múltiplos (principalmente o primeiro e o segundo harmônicos) da frequência de plasma local, dada por  $f_p = 8,98 \times 10^{-3} \sqrt{n_e}$  [MHz], em que  $n_e$  é a densidade eletrônica (NELSON; MELROSE, 1985).

A origem dos choques coronais é mais facilmente identificada nos casos de emissões tipo II acompanhadas de ejeções de massa coronal (CMEs) desassociadas de *flares* eruptivos (VRŠNAK; CLIVER, 2008), em que a radioemissão tem início geralmente em frequências bem abaixo de 100 MHz (SHANMUGARAJU et al., 2009). Por outro lado, nos casos de emissões tipo II acompanhadas de CMEs e *flares* eruptivos, que representam a maioria dos casos, a situação é diferente, e é aí que nasce a controvérsia a respeito da origem dos choques coronais. Nesses eventos, com frequências iniciais mais altas ( $\sim 300-400$  MHz para a banda do segundo harmônico), a fase de aceleração da CME encontra-se sincronizada com a fase impulsiva do *flare* (ZHANG et al., 2001; ZHANG et al., 2004; TEMMER et al., 2008), e ambos os fenômenos são potenciais geradores do choque.

Observações recentes indicam a possibilidade de todas as emissões tipo II serem produzidas por choques gerados por CMEs (GOPALSWAMY et al., 2013), visto que para as emissões tipo II decaométricas e em comprimentos de onda mais longos já existe um consenso de que são resultantes de CMEs (CANE et al., 1987; GOPALSWAMY et al., 2000; VRŠNAK; CLIVER, 2008). No entanto, emissões tipo II desassociadas de CMEs são às vezes observadas, principalmente em frequências atípicas de  $\sim 300-900$  MHz (MAGDALENIC' et al., 2012), enquanto que a ocorrência de emissão tipo II métrica desassociada de *flare* não é observada.

A principal limitação no estudo da origem das emissões solares em ondas métricas associadas à ocorrência de CMEs e *flares* solares encontra-se na dificuldade de definir a cinemática desses fenômenos em seus estágios iniciais, sobretudo a determinação dos instantes de início das fases de aceleração (gradual e rápida) das CMEs e das alturas de suas expansões (GOPALSWAMY et al., 2009). Muitas CMEs que ocorrem sobre o disco solar não são observadas pelos coronógrafos em virtude da localização da fonte e da natureza das observações (GOPALSWAMY, 2004). Por outro lado, muitas CMEs que ocorrem sobre o limbo são observadas no visível apenas em sua fase de propagação, cuja assinatura em radiofrequências ocorre em comprimentos de onda mais longos.

A determinação das distâncias heliocêntricas das CMEs em seus estágios iniciais pode ser resolvida com as observações de frentes brilhantes propagantes em EUV, conhecidas como “ondas EUV” (MOSES et al., 1997; THOMPSON et al., 1998), realizadas por instrumentos tais como o *Extreme Ultraviolet Imager* (EUVI), a bordo do *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO) e o *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA), a bordo do *Solar Dynamics Observatory* (SDO). As ondas EUV são distúrbios coronais de grande escala, observadas pela primeira vez em 1995 com o *Extreme-ultraviolet Imaging Telescope* (EIT), a bordo do *Solar and Heliospheric Observatory* (SoHO) (DELABOUDINIÈRE et al., 1995).

Segundo Klassen et al. (2000), 90% das emissões tipo II métricas estão associadas a ondas EUV. Estudos recentes confirmam tal associação e mostram que, para eventos bem definidos, a velocidade de propagação da onda EUV é compatível com a velocidade da fonte de radioemissão, obtida com a aplicação de modelos empíricos de densidade coronal (GOPALSWAMY et al., 2012; KOULOUMVAKOS et al., 2014; CUNHA-SILVA et al., 2015a). A formação de choques geradores de emissões tipo II com alta frequência inicial ( $\sim 300 - 400$  MHz) ocorre a distâncias heliocêntricas inferiores a  $1,5 R_{\odot}$ , compatíveis com as alturas de observação de CMEs realizadas em EUV (RAMESH et al., 2012; CHO et al., 2013).

## 1.1 Motivação para o Desenvolvimento da Tese

A importância de investigar as emissões solares em ondas métricas está no fato de que, por conterem informações sobre choques coronais e aceleração de partículas, elas podem ser utilizadas como diagnóstico de vários processos físicos solares. O estudo das emissões tipo II métricas, em particular, é também de interesse das pesquisas de clima espacial e das relações Sol-Terra, sobretudo devido ao potencial papel de precursoras de CMEs que essas emissões podem desempenhar.

A utilização de imagens em EUV, obtidas especialmente em algumas linhas de emissão do Fe XII, XXIV e XIV (193, 195 e 211 Å), consiste numa recente e promissora ferramenta de investigação das regiões de formação de choques coronais desencadeados por CMEs. A análise conjunta de espectros dinâmicos em radiofrequências e imagens em EUV possibilita a comparação das alturas das radioemissões com as alturas das frentes de onda EUV produzidas durante as fases iniciais de expansão das CMEs associadas aos eventos.

A disponibilidade de dados solares em EUV obtidos por diferentes instrumentos a bordo de satélites em posições estratégicas diferentes (SoHO, STEREO e SDO) torna a utilização de imagens em EUV vantajosa, pois possibilita a observação do evento a partir de linhas de visada diferentes. Com isso, torna-se também possível investigar os eventos que ocorrem tanto sobre o disco solar quanto próximo ao limbo.

## 1.2 Objetivos

### 1.2.1 Objetivo Geral

Esta tese de doutorado tem como objetivo investigar o comportamento dinâmico das fontes de emissões tipo II métricas associadas à fase de aceleração rápida de ejeções de massa coronal (CMEs) e à fase de formação de ondas EUV, durante o processo de formação de ondas de choque coronais.

### 1.2.2 Objetivos Específicos

Em conformidade com o objetivo geral proposto, foram estabelecidos os seguintes objetivos específicos:

- 1) Identificação, por intermédio de subtração de imagens e aplicação de contrastes, das frentes de onda EUV produzidas pela expansão inicial das CMEs associadas às emissões tipo II investigadas.
- 2) Caracterização temporal e espacial das frentes de onda EUV ao longo das emissões tipo II associadas.
- 3) Comparação das alturas do segmento de choque responsável pela emissão tipo II com as alturas das frentes de onda EUV associadas.
- 4) Determinação do modelo de distribuição de densidade coronal mais apropriado para cada evento, em função do resultado obtido com a comparação entre as alturas das fontes de radioemissão e as alturas das frentes de onda EUV.
- 5) Investigação de indícios de desvio de propagação radial para o segmento de choque responsável pela emissão tipo II.
- 6) Determinação de parâmetros físicos das fontes de radioemissão a partir da análise conjunta de espectros dinâmicos e imagens em EUV.
- 7) Identificação de padrões na inter-relação entre as emissões tipo II, as CMEs, e as ondas EUV.
- 8) Interpretação e discussão dos resultados, incluindo a comparação dos resultados obtidos com aqueles publicados na literatura.



## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1 Ejeções de Massa Coronal (CME)

Entre os fenômenos eruptivos solares, as ejeções de massa coronal (CMEs) desempenham um papel de destaque no processo de expulsão de plasma e fluxo magnético da coroa solar em direção à heliosfera (VOURLIDAS, 2004). Descobertas no início da década de 1970, com a utilização de coronógrafos a bordo do *Orbiting Solar Observatories* (OSO), as CMEs tornaram-se um dos principais temas de investigação das pesquisas de clima espacial e das relações Sol-Terra (GOPALSWAMY, 2006; GOLUB; PASACHOFF, 2010).

O plasma ejetado durante uma CME move-se através da coroa solar a uma velocidade de  $\sim 100$  a  $3000 \text{ km s}^{-1}$  (GOPALSWAMY, 2004; SCHWENN et al., 2006), o que implica uma liberação de energia da ordem de até  $10^{32}$  erg. Ao atingir o meio interplanetário, as CMEs propagam-se ao longo do vento solar e são denominadas CMEs interplanetárias ou ICMEs. As estimativas da massa e da frequência de ocorrência das CMEs indicam que as CMEs são responsáveis por até 10% ( $2 \times 10^{16}$  g) da perda de massa total decorrente do vento solar (STIX, 2004; SCHWENN et al., 2006).

Algumas CMEs apresentam uma largura de  $360^\circ$  e são denominadas CMEs “halo”, em virtude do plasma ejetado circundar o disco do coronógrafo em forma de um halo. As CMEs halo representam  $\sim 3\%$  das CMEs observadas pelo *Large Angle Spectroscopic Coronagraph* (LASCO), a bordo do *Solar and Heliospheric Observatory* (SoHO) (GOPALSWAMY, 2004). A velocidade média das CMEs halo é de  $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ , acima do dobro da velocidade média das CMEs, que é de  $450 \text{ km s}^{-1}$  (SCHWENN et al., 2006).

O cenário padrão para a erupção de uma CME envolve a reconexão do campo magnético numa configuração geométrica em que a CME é conectada a um ponto neutro mediante uma lâmina de corrente (SCHWENN et al., 2006). A estrutura (*helmet streamer*) da lâmina de corrente pode persistir durante horas ou mesmo dias (LIN, 2002).

Os modelos teóricos de CME podem ser agrupados em duas classes principais: os que consideram um desencadeamento direto e aqueles que interpretam o processo em duas fases (KLIMCHUK, 2001). Segundo o modelo desenvolvido por Antiochos et al. (1999), por exemplo, o fenômeno da CME tem por base uma tensão crescente sobre as linhas de campo magnético, em contraposição à redução em número ou eficiência das mesmas, considerada, por exemplo, no modelo desenvolvido por Lin e Forbes (2000) (GOLUB; PASACHOFF, 2010).

A Figura 1 mostra um imagem composta (SoHO/EIT 304 Å e SoHO/LASCO-C2) de uma CME, observada em 2 de dezembro de 2003.

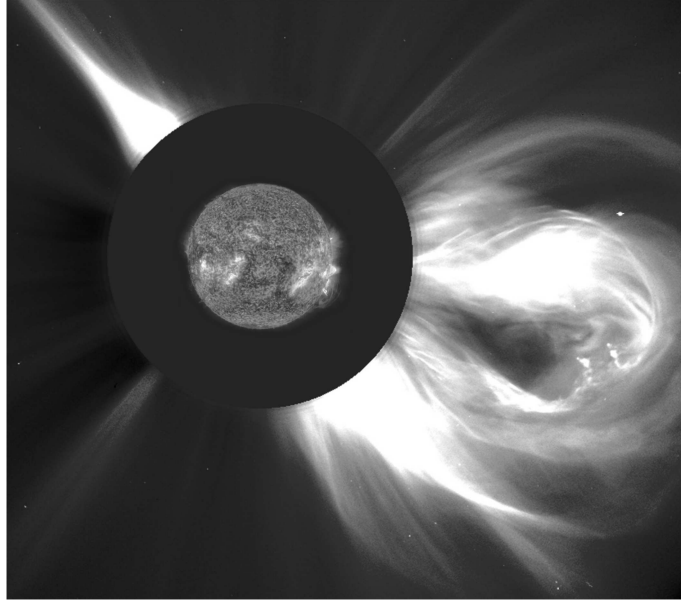


Figura 1 - Imagem composta (SoHO/EIT 304 Å e SoHO/LASCO-C2) de uma CME, observada em 2 de dezembro de 2003.

Fonte: <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/images/>.

A expansão inicial das CMEs, caracterizada pelas fases de aceleração rápida e gradual, é um dos agentes responsáveis pela formação de ondas de choque coronais, entre outros distúrbios solares globais.

## 2.2 Ondas de Choque MHD

O estudo da origem dos choques coronais requer a aplicação de uma teoria de fluido conhecida como aproximação magneto-hidrodinâmica (MHD), segundo a qual os feixes de partículas que atravessam a coroa solar devem ser tratados estatisticamente a partir de seu comportamento microscópico. Deste modo, a coroa solar é pensada como um fluido magnetizado, sendo possível estabelecer relações entre suas propriedades gerais (parâmetros macroscópicos), tais como velocidade de fluido, pressão, densidade, etc. (ASCHWANDEN, 2005; GOLUB; PASACHOFF, 2010).

Existem dois processos básicos referentes à formação de choques coronais. O primeiro, denominado de *bow-shock*, envolve o deslocamento do plasma à frente do agente aciona-



dor, enquanto a parte posterior é preenchida por plasma, havendo um fluxo associado à propagação oblíqua das partes laterais do choque. Nesse caso, a distância entre o choque e seu agente acionador permanece constante ( $v_{ch} = v_{ac}$ ). O segundo processo é chamado de *piston-shock* e consiste numa expansão do plasma em todas as direções, cujo análogo em uma dimensão é um pistão no interior de um tubo, no qual o gás à frente do pistão não pode deslocar-se para trás do mesmo. Segundo esse modelo, a distância entre o choque e o pistão sempre aumenta com o transcorrer do tempo, ou seja, o choque pode ser mais rápido que o pistão ( $v_{ch} \geq v_{ac}$ ) (VRŠNAK; CLIVER, 2008).

Observações sugerem que os dois processos básicos de formação de choques estão presentes nos choques desencadeados por CMEs, visto que o fenômeno envolve o deslocamento do plasma ejetado através do plasma ambiente (“efeito projétil”), responsável pelo processo do *bow-shock*, e, ao mesmo tempo, a expansão do plasma ejetado em todas as direções (“efeito pistão 3D”), responsável pelo processo do *piston-shock*. No entanto, segundo Vršnak e Cliver (2008), é muito provável que o segundo processo seja predominante durante a fase de formação desses choques.

A Figura 2 ilustra um modelo 3D e 2D (seção transversal) da propagação de uma onda de choque coronal.

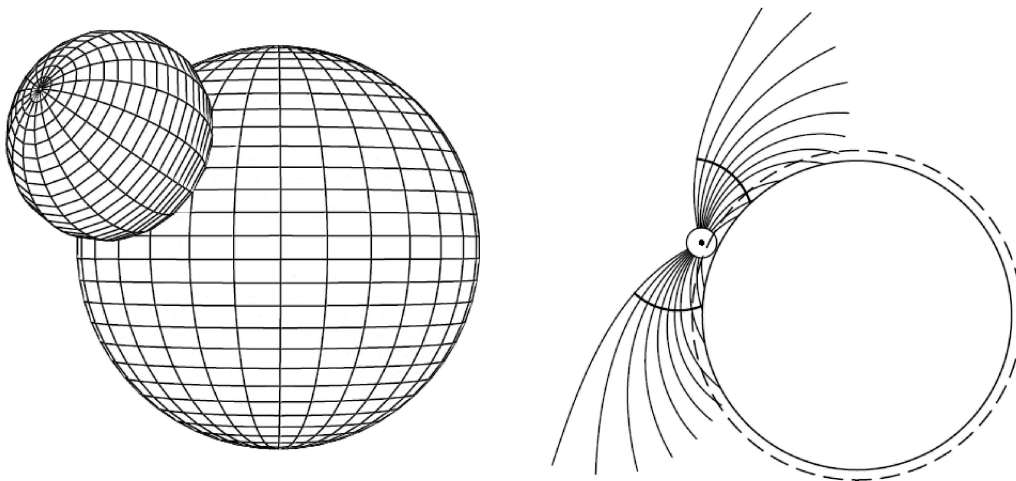


Figura 2 - Modelo 3D e 2D (seção transversal) de uma onda de choque propagando-se através da coroa solar. Os dois arcos mais escuros na ilustração 2D representam as frentes de onda de choque.

Fonte: Afanasyev e Uralov (2011).

### 2.3 Ondas EUV

“Ondas EUV” são distúrbios coronais de grande escala, observados como frentes brilhantes propagantes em EUV (MOSES et al., 1997; THOMPSON et al., 1998), que foram interpretados inicialmente por Neupert (1989) como uma contrapartida coronal das ondas de Moreton (MORETON, 1960). Ondas de Moreton são distúrbios cromosféricos observados em  $H\alpha$ , que, assim como as emissões tipo II, assinalam a ocorrência de choques coronais (UCHIDA, 1974; VRŠNAK; CLIVER, 2008). As primeiras observações diretas de ondas EUV foram realizadas em 1995 com o instrumento SoHO/EIT (DELABOUDINIÈRE et al., 1995).

A Figura 3 mostra a formação de uma onda EUV associada à expansão de uma CME durante a formação de uma onda de choque coronal.

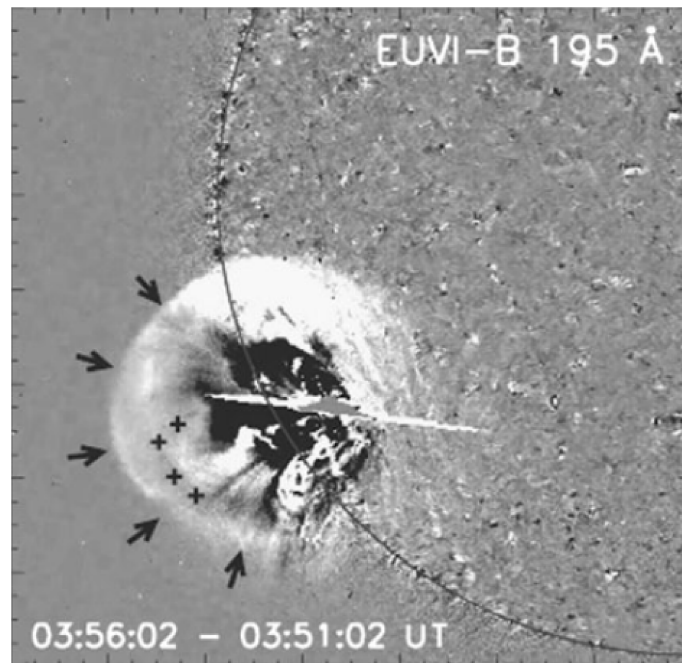


Figura 3 - Onda EUV, observada em 17 de janeiro de 2010 por STEREO/SECCHI/EUVI-B em 195 Å, associada à expansão de uma CME durante a formação de uma onda de choque coronal.

Fonte: Veronig et al. (2010).

A natureza ondulatória das ondas EUV é ainda controversa. Nos modelos ondulatórios, elas são interpretadas como uma contrapartida das ondas de Moreton na coroa solar, sendo atribuídas, no entanto, mais às CMEs do que aos *flares* (PATSOURAKOS; VOURLIDAS, 2012; NITTA et al., 2014). Nos modelos não ondulatórios, elas são interpretadas como o resultado de outros processos relacionados com a reconfiguração do campo magnético solar, tais

como a abertura das linhas de campo magnético nas regiões de CMEs e outras formas de reestruturação coronal associadas a CMEs (DELANNÉE; AULANIER, 1999; CHEN et al., 2005; ATTRILL et al., 2007). Apesar de algumas controvérsias a respeito da associação entre ondas EUV e choques coronais, a associação entre ondas EUV e CMEs encontra-se bem evidenciada pelas observações (CLIVER et al., 2004; GALLAGHER; LONG, 2011; GOPALSWAMY et al., 2013).

A controvérsia a respeito da associação entre ondas EUV e ondas de choque MHD decorre principalmente do fato das ondas de choque MHD não serem o único mecanismo responsável pela formação de distúrbios coronais de grande escala com aspectos ondulatórios (WARMUTH, 2015). No entanto, o fato das ondas EUV estarem associadas a 90% das emissões tipo II métricas (KLASSEN et al., 2000) é um forte indicador da associação entre as ondas EUV e as ondas de choque coronais. Estudos recentes mostram que, para eventos bem definidos, a velocidade de propagação da onda EUV é compatível com a velocidade da onda de choque associada à radioemissão (GOPALSWAMY et al., 2012; KOULOUMVAKOS et al., 2014; CUNHA-SILVA et al., 2015a).

A baixa cadência (12 min) das imagens obtidas pelo instrumento SoHO/EIT e a falta de observações simultâneas da baixa coroa no óptico contribuíram para que a interpretação das ondas EUV como pseudo-ondas (apenas projeções de CMEs) fosse inicialmente mais defendida, desde a descoberta do fenômeno em 1995. Os primeiros avanços só vieram a ocorrer a partir de 2006, com as imagens estereoscópicas obtidas pelos instrumentos EUVI-A/B, a bordo do STEREO, que, com cadência de 5 min, permitiram uma identificação mais satisfatória das ondas EUV (PATSOURAKOS; VOURLIDAS, 2009). A partir do ano de 2010, com o lançamento do SDO, imagens solares de alta cadência (12 s) e com melhor regulação espacial ( $0.2''$ ), obtidas pelo instrumento AIA, tornaram viável a busca de uma caracterização mais detalhada das ondas EUV, sobretudo de sua fase de formação.

## 2.4 Emissões Solares Tipo II

Entre as assinaturas de choques coronais, as emissões tipo II são as que apresentam registros mais antigos (NELSON; MELROSE, 1985). As emissões tipo II são geradas a partir de oscilações do plasma coronal e observadas como múltiplos (principalmente o primeiro e segundo harmônicos) da frequência de plasma local, dada por  $f_p = 8,98 \times 10^{-3} \sqrt{n_e}$  [MHz], em que  $n_e$  é a densidade eletrônica. Com baixa taxa de deriva em frequência ( $\sim 0,1 - 1,5$  MHz  $s^{-1}$ ) (CUNHA-SILVA et al., 2014), rumo a frequências mais baixas, as emissões tipo II estão associadas ao movimento ascendente de matéria, com velocidades da ordem de 200 a 2000 km  $s^{-1}$  (ASCHWANDEN, 2005). As emissões tipo II típicas apresentam frequência inicial para a banda do fundamental em torno de 100 MHz (VRŠNAK et al., 2002).

A Figura 4 mostra o espectro dinâmico de uma emissão tipo II com as bandas do fundamental e harmônico bem definidas.

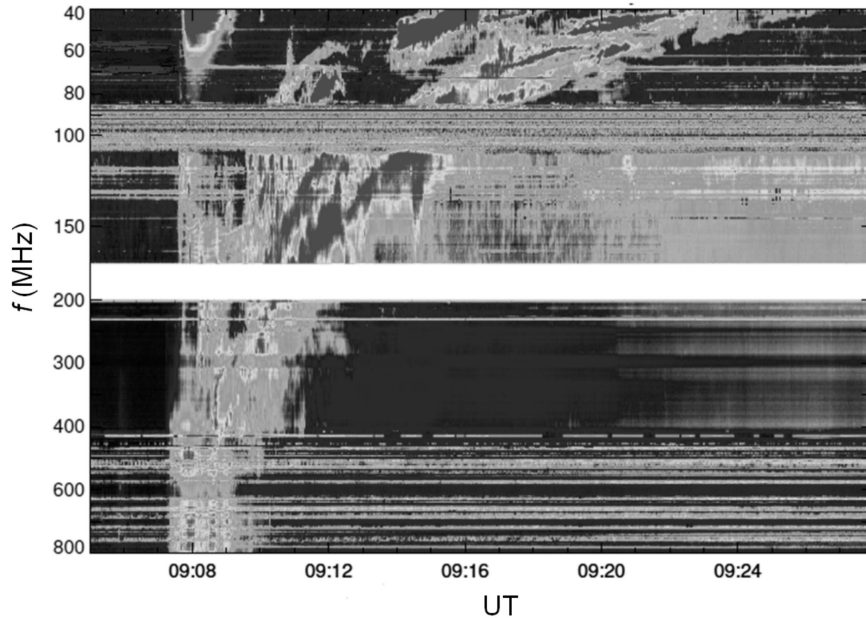


Figura 4 - Espectro dinâmico de emissão tipo II (fundamental e harmônico), obtido na faixa de frequências de 40-800 MHz em 3 de novembro de 1997 pelo radioespectrógrafo do Instituto de Astrofísica de Potsdam (POTS) em Trensdorf, Alemanha.

Fonte: Khan e Aurass (2002).

Emissões tipo II com frequências iniciais atípicas são também observadas. Vršnak et al. (2002) relataram observações de emissões tipo II com frequência inicial para a banda do fundamental de  $\sim 270$  MHz, enquanto Reiner et al. (2003) apresentaram observações em  $\sim 160$  MHz e Cliver et al. (2004) em  $\sim 250$  MHz. Um caso ainda mais raro, de uma emissão tipo II com frequência inicial de  $\sim 400$  MHz para a banda do fundamental, foi relatado por Magdalenic et al. (2012). Vršnak e Cliver (2008) definem a faixa de 300–400 MHz para as emissões tipo II com alta frequência inicial.

Os primeiros avanços na determinação do mecanismo de emissão responsável pelas emissões tipo II foram realizados por Shklovsky (1946) e Martyn (1947), que sugeriram que as radioemissões solares eram provenientes das ondas de Langmuir<sup>1</sup>, conhecidas até então como oscilações de plasma (MELROSE, 1985). O termo “emissão de plasma” foi introduzido em seguida por Wild (1950). O entendimento de como parte da energia associada

---

<sup>1</sup>Ondas de Langmuir são ondas longitudinais resultantes de uma instabilidade do plasma local, que tem seus elétrons deslocados de sua posição de equilíbrio em relação aos íons. A perturbação do plasma local pode ser provocada por feixes de elétrons energéticos, frente de choque ou nuvens de elétrons acelerados em movimento com uma frente de choque (NELSON; MELROSE, 1985).

às ondas de Langmuir era convertida em energia na forma de radiação eletromagnética, no entanto, só veio com a teoria de emissão de plasma desenvolvida por Ginzburg e Zheleznyakov (1958), que é a base da atual teoria de emissão de plasma.

A emissão de plasma é um mecanismo de emissão coerente que apresenta basicamente três etapas. No caso das emissões tipo II, tem-se, como primeira etapa, a aceleração de elétrons decorrente da propagação de uma onda de choque coronal. Em seguida, tem-se a conversão da energia dos elétrons em ondas de Langmuir. Por fim, tem-se a conversão das ondas de Langmuir em ondas eletromagnéticas com uma frequência próxima à frequência de plasma do elétron  $f_p$  (espalhamento por íons térmicos) ou seu harmônico  $2f_p$  (coalescência de duas ondas de Langmuir) (GINZBURG; ZHELEZNYAKOV, 1958; NELSON; MELROSE, 1985).

A frequência de plasma do elétron  $f_p$  é dada por:

$$f_p = \left( \frac{n_e e^2}{\pi m_e} \right)^{1/2} \approx 8,98 \times 10^{-3} \sqrt{n_e} \text{ [MHz]} , \quad (1)$$

em que,  $n_e$  é a densidade eletrônica (em  $\text{cm}^{-3}$ ) e  $m_e$  e  $e$  são a massa e a carga do elétron, respectivamente.

#### 2.4.1 Variantes de Emissões Tipo II

As emissões tipo II apresentam as seguintes variantes:

- **Tipo II com banda dividida:** variante muito comum, em que a emissão tem suas bandas de frequências (fundamental e harmônico) duplicadas em ramos de frequências superior e inferior (Figura 5(a)), com uma separação de poucos mega-hertz entre os ramos de frequências ( $\Delta f/f \approx 10\%$ ) (NELSON; MELROSE, 1985). Essa variante está associada à variação súbita de densidade na frente de choque, podendo provir de diferentes partes da frente de choque ou tanto de sua parte anterior quanto posterior (SMERD et al., 1974; MCLEAN, 1985). O fenômeno de divisão de banda em emissões tipo II é uma importante ferramenta utilizada para estimar a velocidade de Alfvén e o campo magnético na região de propagação do choque associado à radioemissão (VRŠNAK et al., 2001);
- **Tipo II *herringbone*:** variante formada por várias estruturas finas que se destacam a partir da estrutura central (*backbone*) da radioemissão, rumo tanto a frequências mais altas quanto mais baixas. O espectro dinâmico dessa variante apresenta uma morfologia que se assemelha a uma espinha de peixe (Figura

5(b)), de onde vem a denominação. As emissões tipo II *herringbone* são atribuídas a elétrons acelerados por uma frente de choque, que escapam tanto em direção ao Sol (para baixo) quanto em direção contrária (para cima) (MCLEAN, 1985; MANN; CLASSEN, 1995). Essa é a única variante tipo II com alto grau de polarização (até 70%) (NELSON; MELROSE, 1985);

- **Tipo II com bandas múltiplas:** variante composta de várias bandas de frequências com taxas de deriva diferentes (Figura 5(c)). A ocorrência de bandas múltiplas decorre do fato da radioemissão ser proveniente de diferentes partes da frente de choque (MCLEAN, 1985; NELSON; MELROSE, 1985), sendo a fragmentação da frente de choque resultante da refração da energia da onda de choque em direção às regiões de baixa velocidade de Alfvén (MANN et al., 1995).

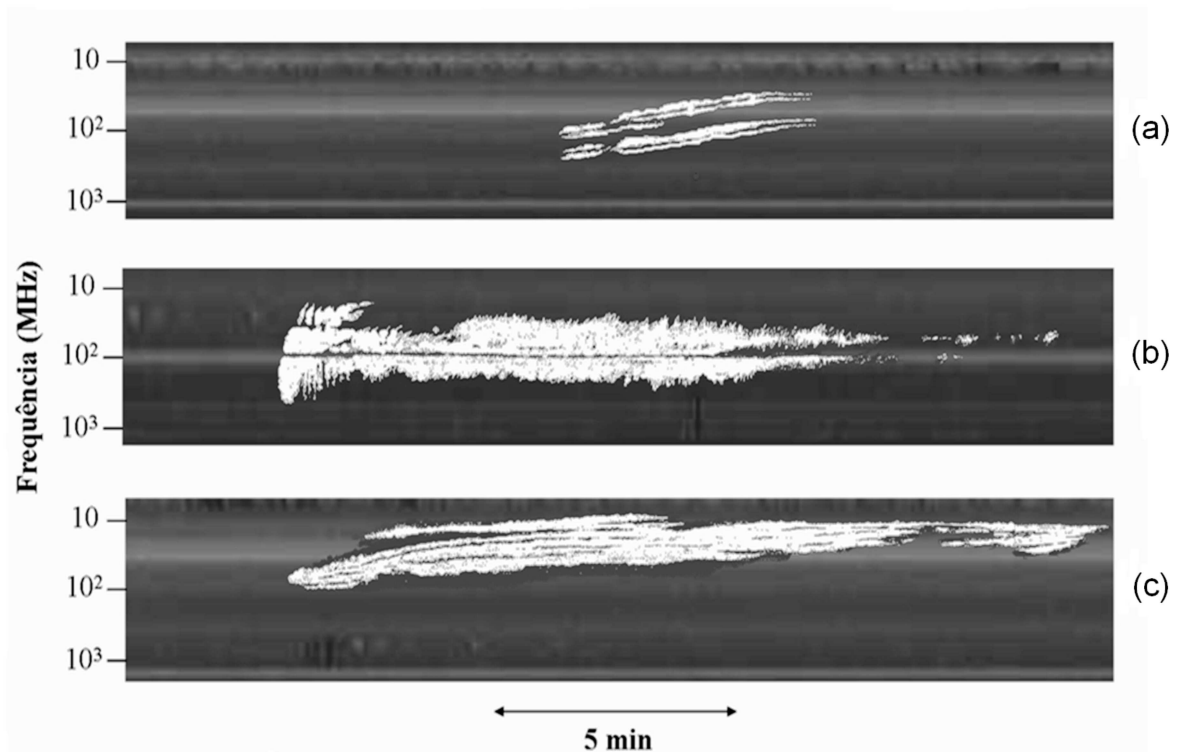


Figura 5 - Ilustração dos espectros dinâmicos de variantes tipo II: a) tipo II com banda dividida; b) tipo II *herringbone*; e c) tipo II com bandas múltiplas.

Fonte: Adaptado de Nelson e Melrose (1985).

### 3 METODOLOGIA

Em conformidade com os objetivos propostos, o presente trabalho é desenvolvido mediante a identificação e análise conjuntas de emissões tipo II métricas e ondas EUV, observadas durante a formação de ondas de choque coronais. Neste capítulo, são apresentados os métodos e os modelos adotados neste estudo. Na redução e análise de dados foram utilizadas rotinas em linguagem IDL, incluindo algumas do pacote *SolarSoftWare* (SSW).

#### 3.1 Parâmetros Observacionais das Emissões Tipo II

Para cada espectro dinâmico selecionado, é denominado evento apenas o registro de emissão tipo II. Emissões de outros tipos não são analisadas neste estudo. Cada evento tipo II identificado é analisado em sua particularidade, podendo apresentar quantidades diferentes de parâmetros observacionais. A partir dos espectros dinâmicos das emissões tipo II, são determinados os seguintes parâmetros observacionais:

- 1) **instante inicial** ( $t_i$ ): em referência ao primeiro máximo de intensidade identificado para uma das bandas de frequências (fundamental ou harmônico);
- 2) **instante final** ( $t_f$ ): em referência ao último máximo de intensidade identificado para uma das bandas de frequências;
- 3) **duração** ( $\Delta t$ ): em referência a todo o evento tipo II;
- 4) **frequência inicial** ( $f_i$ ): em referência ao máximo de intensidade correspondente ao canal de frequências de menor índice (frequências mais altas), identificado para uma das bandas de frequências;
- 5) **frequência final** ( $f_f$ ): em referência ao máximo de intensidade correspondente ao canal de frequências de maior índice (frequências mais baixas), identificado para uma das bandas de frequências;
- 6) **banda de frequência total** ( $\Delta f$ ): em referência a todo o evento tipo II;
- 7) **largura de banda instantânea** ( $\Delta f_i$ ): para cada banda identificada e/ou para cada ramo de banda dividida, superior (UB) e inferior (LB), caso ocorra a variante;
- 8) **largura de banda instantânea relativa** ( $\Delta f_i/f$ ): para cada banda identificada e/ou para cada ramo de banda dividida (UB e LB), caso ocorra a variante;

- 9) **divisão de banda instantânea ( $BD_i$ )**: para uma ou ambas as bandas de frequências, conforme o caso;
- 10) **divisão de banda instantânea relativa ( $BD_i/f$ )**: para uma ou ambas as bandas de frequências, conforme o caso; e
- 11) **taxa de deriva em frequência ( $df/dt$ )**: para cada banda de frequências e ramo de banda dividida, conforme o caso.

A Figura 6 ilustra o espectro dinâmico de uma emissão tipo II com as bandas de frequências do fundamental e harmônico divididas, a partir do qual são determinados os parâmetros observacionais da radioemissão.

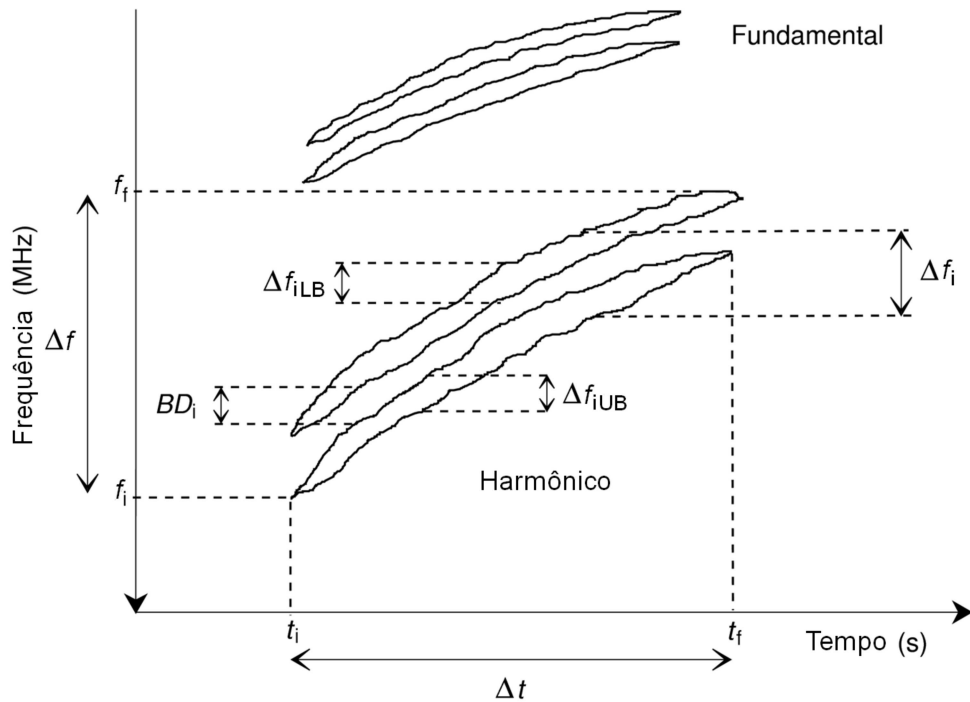


Figura 6 - Espectro dinâmico esquematizado de uma emissão tipo II com ambas as bandas (fundamental e harmônico) divididas, no qual são ilustrados os seguintes parâmetros observacionais: instante inicial ( $t_i$ ); instante final ( $t_f$ ); duração ( $\Delta t$ ); frequência inicial ( $f_i$ ); frequência final ( $f_f$ ); banda de frequência total ( $\Delta f$ ), largura de banda instantânea ( $\Delta f_i$ ) (para a banda de frequências e para os ramos de frequências superior (UB) e inferior (LB)); e divisão de banda instantânea ( $BD_i$ ).

Na determinação da largura de banda instantânea ( $\Delta f_i$ ), foram adotadas as larguras de banda de meia potência dos máximos de intensidade das bandas e ramos de frequências da radioemissão, conforme é ilustrado na Figura 7. Por outro lado, na determinação da divisão de banda instantânea ( $BD_i$ ), dada por  $BD_i = f_{UB} - f_{LB}$ , foram utilizados os



limites inferiores e superiores de frequências dos ramos superior ( $f_{UB}$ ) e inferior ( $f_{LB}$ ), considerando as bandas de frequências determinadas a partir dos máximos de intensidade dos ramos de frequências, com largura correspondente à largura de banda instantânea dos ramos de frequências.

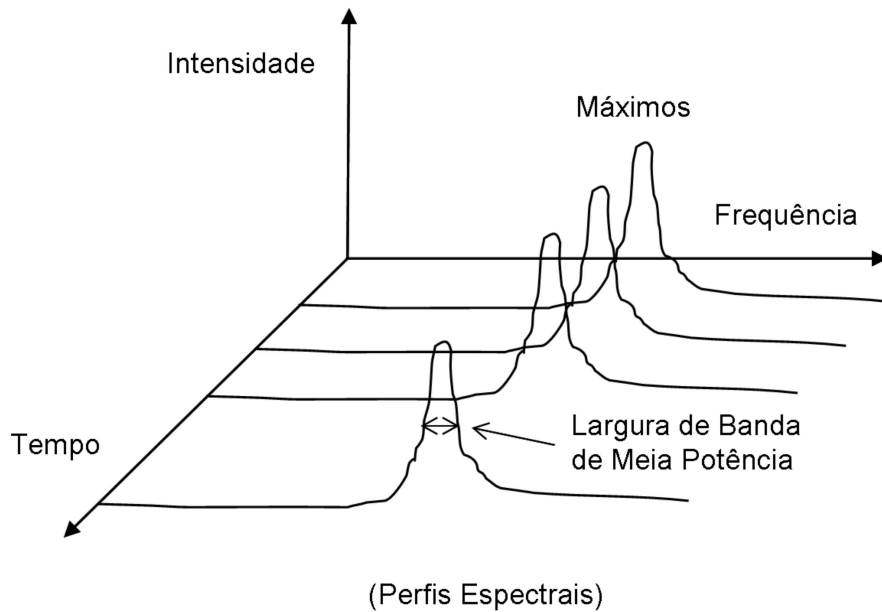


Figura 7 - Ilustração dos perfis espectrais da radioemissão, com os máximos de intensidade e largura de banda de meia potência, utilizados na determinação da largura de banda instantânea ( $\Delta f_i$ ) e da divisão de banda instantânea ( $BD_i$ ) das emissões tipo II.

As taxas de deriva em frequência ( $df/dt$ ) foram determinadas mediante ajuste linear ou exponencial (conforme a morfologia do espectro dinâmico do evento) dos máximos de intensidade das bandas ou ramos de frequências das radioemissões.

### 3.2 Parâmetros Físicos da Fonte de Radioemissão

A partir dos parâmetros observacionais da radioemissão, é possível, com a utilização de modelos de densidade coronal, estimar os parâmetros físicos de sua fonte. Os principais parâmetros observacionais utilizados são a divisão de banda instantânea ( $BD_i$ ), que fornece informações sobre a variação de densidade na frente de choque, e a taxa de deriva em frequência ( $df/dt$ ), que está associada ao deslocamento da fonte de radioemissão. Com a combinação desses dois parâmetros, é possível estimar o campo magnético nas regiões de

propagação do segmento de choque responsável pela radioemissão (VRŠNAK et al., 2002).

A observação de espectros dinâmicos solares em radiofrequências permite a determinação direta da densidade eletrônica ( $n_e$ ) a partir da frequência de plasma do elétron ( $f_p$ ), conforme relação dada pela Equação 1. No entanto, a determinação das alturas ou níveis de plasma correspondentes às frequências de observação depende de modelos empíricos de distribuição de densidade coronal, que é o principal fator limitante da análise de espectros dinâmicos, visto que os principais parâmetros físicos da fonte de radioemissão são determinados de modo indireto.

Com o intuito de aprimorar a determinação dos parâmetros físicos das fontes de radioemissão a partir de espectros dinâmicos, a utilização de imagens solares na análise de espectros dinâmicos tem sido cada vez mais recomendada (WARMUTH, 2015). A análise conjunta de espectros dinâmicos e imagens solares viabiliza a observação direta das fontes de radioemissão, especialmente a observação de ondas de choque coronais.

Apesar dos avanços obtidos com a análise conjunta de espectros dinâmicos e imagens solares, sobretudo com relação à identificação de fenômenos de larga escala associados a radioemissões, poucos avanços foram obtidos com relação aos modelos empíricos de densidade coronal. A construção de modelos mais acurados depende principalmente de observações simultâneas de alta qualidade de eventos em radiofrequências com espectros dinâmicos muito bem definidos, que possam viabilizar a validação desses modelos. A inhomogeneidade do plasma coronal e a natureza eruptiva dos fenômenos associados a essas radioemissões dificultam tais observações.

Neste estudo, optou-se por adotar o modelo de densidade coronal proposto por Newkirk (1961), em razão de esse ser o modelo de maior aceitação adotado nos estudos de emissões tipo II, principalmente em decorrência de sua simplicidade e consistência observacional.

O modelo de densidade coronal de Newkirk (1961) é dado por:

$$n_e = n_{e_0} \times 10^{4,32\left(\frac{R_\odot}{R}\right)}, \quad (2)$$

em que,  $n_{e_0} = 4,2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $R$  é a distância heliocêntrica, e  $R_\odot$  é o raio solar.

A título de comparação, foi também utilizado, para alguns eventos mais bem definidos, o modelo de densidade coronal proposto por Cairns et al. (2009), cujo diferencial é considerar  $n_e \propto (R - R_\odot)^{-2}$  para  $R < 2R_\odot$ :

$$n_e(R) = C(R - R_\odot)^{-2}, \quad (3)$$

em que,  $C$  é uma constante determinada a partir da variação temporal da frequência de radiação e da velocidade radial da fonte.

Releva observar que tal decrescimento é uma propriedade típica do vento solar, válida para  $R \geq 10R_{\odot}$ , e que os autores a obtiveram com base na extração direta de  $n_e(R)$  a partir de observações de emissões tipo III na faixa de frequências de 40–180 MHz.

### 3.2.1 Velocidade de Propagação do Choque

A estimativa da velocidade do choque associado à emissão tipo II a partir do espectro dinâmico da radioemissão é mais confiável nos casos em que o segmento de choque responsável pela radioemissão apresenta pouco desvio em relação à componente radial da frente de choque, conforme é ilustrado na Figura 8. No entanto, observações mostram que a propagação do segmento de choque responsável pela emissão tipo II geralmente apresenta um desvio significativo ( $\theta > 30^\circ$ ) da propagação radial (KLASSEN et al., 1999; CLASSEN; AURASS, 2002; CUNHA-SILVA et al., 2015b).

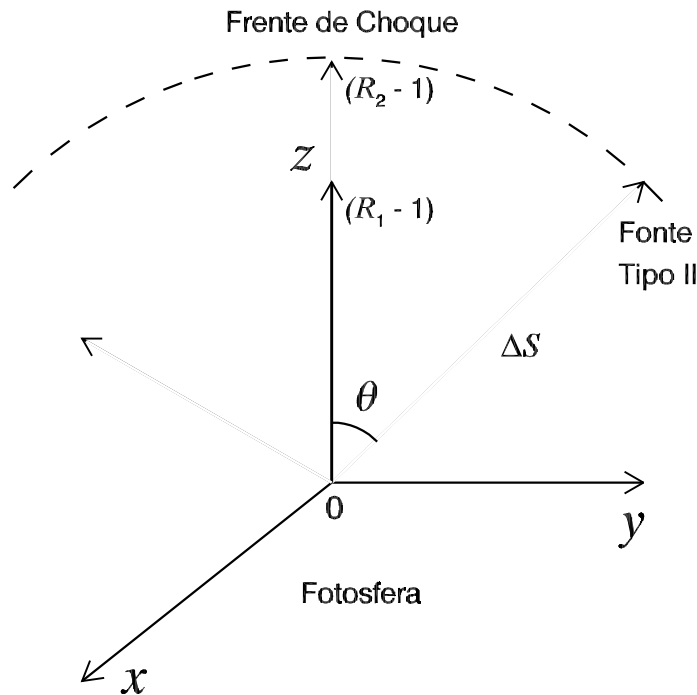


Figura 8 - Ilustração do desvio da propagação radial do segmento de choque responsável pela emissão tipo II, supondo uma expansão perfeitamente esférica para a frente de choque. As distâncias heliocêntricas  $R_1$  e  $R_2$  estão associadas à fonte de radioemissão e à componente radial da frente de choque, respectivamente.

Com a suposição de  $\theta = 30^\circ$  na Figura 8, e de um desvio de mesmo ângulo para o movimento da fonte de radioemissão projetado sobre o plano  $xz$  (efeito de projeção), o deslocamento real ( $\Delta S$ ) do segmento de choque responsável pela emissão tipo II, determinado a partir de sua distância heliocêntrica  $R_1$ , é obtido por:

$$\Delta S^2 = (R_1 - 1)^2 + 2 \left[ \frac{\sqrt{3}}{3} (R_1 - 1) \right]^2 \quad (4)$$

$$\Delta S^2 = (R_1 - 1)^2 + \frac{2}{3} (R_1 - 1)^2 \quad (5)$$

$$\Delta S^2 = \frac{5}{3} (R_1 - 1)^2 \quad (6)$$

$$\Delta S = \sqrt{\frac{5}{3}} (R_1 - 1) \quad (7)$$

Com a adoção do modelo de Newkirk (1961), a razão entre as densidades  $n_{e1}$  e  $n_{e2}$ , referentes a  $R_1$  e  $R_2$ , respectivamente, é dada por:

$$\frac{n_{e1}}{n_{e2}} = \frac{10^{4,32\left(\frac{1}{R_1}\right)}}{10^{4,32\left(\frac{1}{R_2}\right)}} = \frac{10^{4,32\left(\frac{1}{R_1}\right)}}{10^{4,32\left(\frac{1}{\Delta S+1}\right)}} \quad (8)$$

Para  $\theta = 30^\circ$ , portanto, são encontrados  $n_{e1}/n_{e2} \approx 1,6 - 1,8$  para  $R_1 = 1,3 - 1,5$  e  $n_{e1}/n_{e2} \approx 1,8 - 2,0$  para  $R_1 = 1,6 - 2,3$ .

Esses resultados mostram que o uso de  $1-2 \times$  Newkirk (1961) na determinação do deslocamento da fonte de radioemissão é apropriado para os casos em que esta apresenta pouco desvio de uma propagação radial, o que é confirmado pelas observações (VRŠNAK et al., 2001; SHANMUGARAJU et al., 2009; CUNHA-SILVA et al., 2015a).

Com a aplicação do mesmo desenvolvimento para  $\theta = 45^\circ$ , com  $\Delta S = \sqrt{3}(R_1 - 1)$ , são encontrados  $n_{e1}/n_{e2} \approx 3,0 - 3,7$  para  $R_1 = 1,3 - 1,5$  e  $n_{e1}/n_{e2} \approx 3,8 - 4,0$  para  $R_1 = 1,6 - 2,3$ .

Neste caso, os resultados mostram que o uso de  $3-4 \times$  Newkirk (1961) é apropriado para os casos em que a fonte de radioemissão apresenta uma propagação oblíqua, o que também é compatível com as observações (CLASSEN; AURASS, 2002; CUNHA-SILVA et al., 2015b).

A velocidade radial da fonte de radioemissão, por sua vez, pode ser obtida a partir da definição de  $R$  em função de  $f_p$ , utilizando um múltiplo  $n$  do modelo de Newkirk (1961):

$$f_p = 8,98 \times 10^{-3} \sqrt{n \times 4,2 \times 10^4 \times 10^{4,32 \left(\frac{R_\odot}{R}\right)}} \quad (9)$$

$$f_p^2 = 3,39n \times 10^{4,32 \left(\frac{R_\odot}{R}\right)} \quad (10)$$

$$2\log(f_p) = \log(3,39n) + 4,32 \frac{R_\odot}{R} \quad (11)$$

$$R = \frac{3,02 \times 10^6}{2\log(f_p) - \log(3,39n)} \quad [\text{km}] \quad (12)$$

Com isso, é possível encontrar  $dR/dt$  em termos da frequência de plasma ( $f_p$ ) e da taxa de deriva em frequência ( $df/dt$ ) (CUNHA-SILVA et al., 2014):

$$\frac{dR}{dt} = 3,02 \times 10^6 \left[ \frac{-1}{\left(2\log(f_p) - \log(3,39n)\right)^2} \right] \frac{d}{dt} \left( 2\log(f_p) - \log(3,39n) \right) \quad (13)$$

$$\frac{dR}{dt} = 6,04 \times 10^6 \left[ \frac{-1}{\left(2\log(f_p) - \log(3,39n)\right)^2} \right] \frac{1}{f_p \ln 10} \frac{df}{dt} \quad (14)$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{-6,04 \times 10^6 \frac{df}{dt}}{\ln 10 \times \left(2\log(f_p) - \log(3,39n)\right)^2 f_p} \quad (15)$$

### 3.2.2 Variação de Densidade na Frente de Choque

Segundo a interpretação da divisão de banda proposta por Smerd et al. (1974), em termos de emissões oriundas de regiões anteriores e posteriores à frente de choque, com deslocamentos ascendente (*upstream*) e descendente (*downstream*) do plasma perturbado, a variação de densidade ( $X_n$ ) na frente de choque pode ser estimada a partir da divisão de banda instantânea relativa ( $BD_i/f_{LB}$ ) (VRŠNAK et al., 2002):

$$X_n = \left( \frac{BD_i}{f_{LB}} + 1 \right)^2 = \left( \frac{f_{UB}}{f_{LB}} \right)^2. \quad (16)$$

No caso de não ocorrência de divisão de banda, a variação de densidade na frente de choque pode ser estimada a partir da largura de banda instantânea relativa ( $\Delta f_i/f$ ) (MANN et al., 1995):

$$\frac{\Delta f_i}{f} = \sqrt{X_n} - 1. \quad (17)$$

### 3.2.3 Velocidade de Alfvén

Como um fluido eletricamente condutor, imerso num campo magnético, a coroa solar suporta a ocorrência de ondas hidromagnéticas ou magneto-hidrodinâmicas, que apresentam frequência menor que a girofrequência dos íons e podem ser tanto longitudinais quanto transversais.

As mais simples ondas hidromagnéticas são as ondas de Alfvén, deduzidas em 1942 por Hannes Alfvén a partir das equações do eletromagnetismo e da hidrodinâmica. As ondas de Alfvén são ondas transversais com o vetor de propagação  $\vec{k}$  ao longo da direção do campo magnético ambiente  $B_0$  (PARKS, 1991).

A tensão magnética ao longo das linhas de campo é dada por  $B_0^2/\mu_0$ , em que  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética no vácuo. Num fluido perfeitamente condutor, as partículas comportam-se como se estivessem presas às linhas de campo magnético. De forma análoga às oscilações transversais em uma corda, as linhas de campo oscilam transversalmente. A velocidade de propagação das ondas de Alfvén ou velocidade de Alfvén é dada por:

$$v_A = \left( \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho_m} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

em que,  $\rho_m$  é a densidade do meio.

A formação de ondas de choque coronais decorrentes de CMEs exige que a expansão da CME ocorra a uma velocidade superior à velocidade de Alfvén (GOPALSWAMY et al., 2009).

### 3.2.4 Número de Mach Alfvênico do Choque

Com a adoção de  $dR/dt$  como a velocidade do choque ( $v_{\text{ch}}$ ), o número de Mach do choque é dado por  $M = v_{\text{ch}}/v_{\text{som}}$ . O número de Mach alfvênico, por sua vez, é dado por  $M_A = v_{\text{ch}}/v_A$ . A relação entre  $M$  e  $M_A$  é dada por (VRŠNAK et al., 2002):

$$M = M_A \sqrt{\frac{2}{\gamma\beta}}, \quad (19)$$

em que,  $\gamma$  é o índice adiabático, que fornece a razão entre o calor específico para pressão constante e o calor específico para volume constante, e  $\beta$  é o parâmetro que fornece a razão entre as pressões cinética e magnética do plasma, dado por (ORTA et al., 2003):

$$\beta = \frac{p_{\text{tér}}}{p_{\text{mag}}} = \frac{2}{\gamma} \left( \frac{v_{\text{som}}}{v_A} \right)^2. \quad (20)$$

A relação entre a variação de densidade ( $X_n$ ) na frente de choque e  $M_A$  depende de  $\beta$  e do ângulo  $\theta$  entre a normal da frente de choque e o campo magnético associado ao deslocamento ascendente do plasma perturbado (VRŠNAK et al., 2002). No caso de um choque oblíquo, considerando  $\gamma = 5/3$  (gás ideal monoatômico), a relação entre  $M_A$  e  $X_n$  é dada por:

$$\left( M_A^2 - X_n \right)^2 \left[ 5\beta X_n + 2M_A^2 \cos^2\theta (X_n - 4) \right] + M_A^2 X_n \sin^2\theta \left[ (5 + X_n) M_A^2 + 2X_n (X_n - 4) \right] = 0. \quad (21)$$

No caso de um choque perpendicular ao campo magnético, a Equação 21 é reduzida a:

$$M_A = \sqrt{\frac{X_n(X_n + 5 + 5\beta)}{2(4 - X_n)}}. \quad (22)$$

Com a adoção de  $\beta = 0$  na Equação 22, que é uma aproximação válida, considerando os baixos valores de  $0,07 - 0,2$  (ASCHWANDEN, 2005) para esse parâmetro na coroa solar, tem-se:

$$M_A = \sqrt{\frac{X_n(X_n + 5)}{2(4 - X_n)}}. \quad (23)$$

### 3.2.5 Campo Magnético

Por fim, a intensidade do campo magnético ( $B$ ) nas regiões de propagação do choque pode ser estimada mediante a Equação 18, supondo  $B = B_0$ :

$$B = v_A \sqrt{\mu_0 \rho_m}. \quad (24)$$

No caso de choques desencadeados por CMEs, uma expressão mais adequada para a relação entre o campo magnético e a velocidade de Alfvén é dada por (KIM et al., 2012):

$$B = 5,0 \times 10^{-7} v_A \sqrt{n_e} \text{ [G]}. \quad (25)$$

### 3.3 Determinação das Frentes de Onda EUV

Neste estudo, as frentes de onda EUV associadas às emissões tipo II são identificadas a partir de imagens solares fornecidas pelos instrumentos SoHO/EIT, STEREO/EUVI e SDO/AIA, obtidas nos comprimentos de onda de 193, 195 e 211 Å (Fe XII, XXIV e XIV), associados a temperaturas de ionização de  $10^{6,1}$ ,  $10^{7,3}$  e  $10^{6,3}$  K, respectivamente, que são típicas da coroa solar não calma.

Devido ao baixo contraste das frentes de onda EUV em relação ao fundo, a identificação do fenômeno só é possível mediante o processamento de imagens. Neste estudo, o método adotado é a subtração de imagens (CUNHA-SILVA et al., 2015a; CUNHA-SILVA et al., 2015b), em que uma imagem obtida antes do início do fenômeno (subtração fixa) ou imediatamente anterior à imagem a ser analisada (subtração corrida) é utilizada como fundo.

A determinação das frentes de onda EUV é feita em relação ao valor máximo de suas componentes radiais, adotando como erro a diferença entre as medidas realizadas com a aplicação de alto e baixo contrastes. Em razão das ondas EUV geralmente apresentarem morfologia esférica durante sua fase de formação, conforme é mostrado na Figura 9, a determinação das frentes de onda EUV em eventos pouco intensos, com apenas projeções sobre o disco, ou com frentes de onda observadas apenas parcialmente, é feita mediante uma aproximação esférica para as frentes de onda.



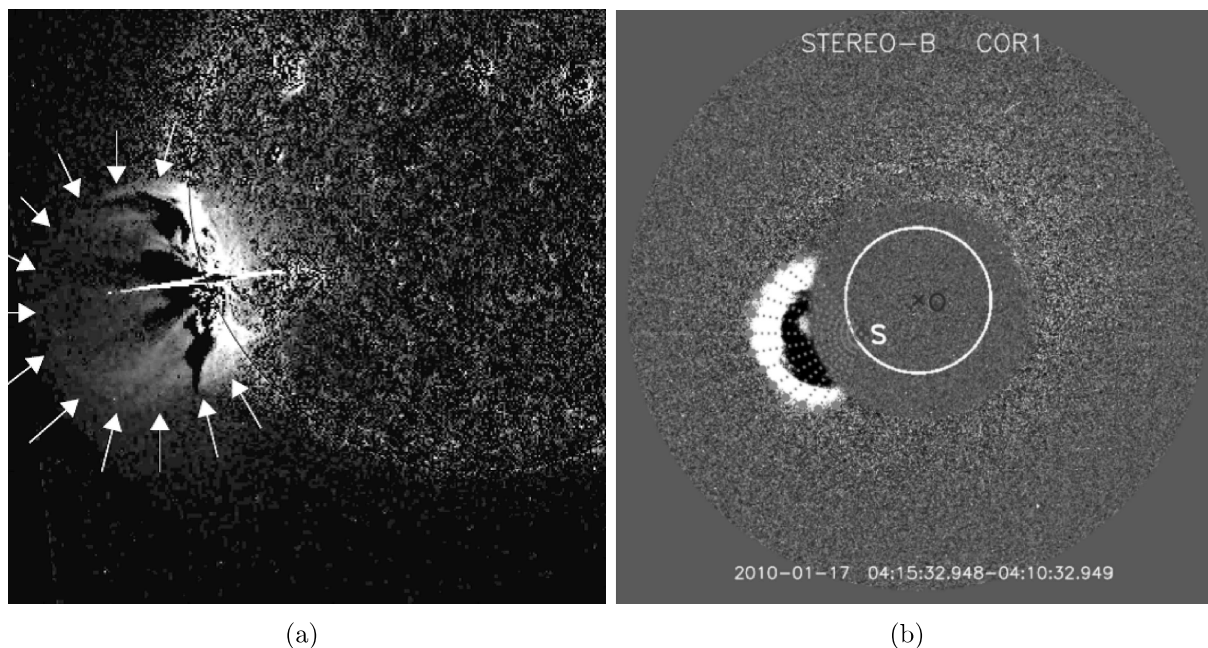


Figura 9 - a) Morfologia esférica observada para uma frente de onda EUV pouco intensa em 15 de fevereiro de 2011 por STEREO/EUVI-A em 195 Å. b) Morfologia esférica observada para uma frente de onda EUV muito intensa em 17 de janeiro de 2010 por STEREO/EUVI-B em 195 Å.

Fonte: Selwa et al. (2012), Zhao et al. (2011).

### 3.4 Comparação entre as Alturas das Fontes de Radioemissão e as Alturas das Frentes de Onda EUV

A comparação entre as alturas das fontes de radioemissão e das frentes de onda EUV é realizada com o intuito de inferir, com base nas considerações apresentadas na Seção 3.2.1, a direção de propagação (radial ou oblíqua) do segmento de choque responsável pela emissão tipo II. Com vistas a obter uma visão mais ampla dos eventos, optou-se por considerar, na determinação das alturas dos eventos, as emissões tipo II em toda sua largura de banda, utilizando-se também os resultados obtidos com a aplicação de ajustes lineares ou exponenciais sobre as bandas ou ramos de frequências das radioemissões.

Após a comparação entre as alturas dos fenômenos, a análise das condições físicas das regiões de propagação dos choques associados aos eventos é feita com a utilização do modelo ou múltiplo do modelo de densidade coronal mais apropriado para cada evento. Relewa observar que os parâmetros físicos das fontes de radioemissão são determinados com relação às frequências mais baixas das radioemissões, associadas às regiões de plasma não perturbado (CUNHA-SILVA et al., 2015a).



## 4 SELEÇÃO DE EVENTOS E ANÁLISE DE DADOS

### 4.1 Eventos Tipo II Selecionados para a Análise

Considerando a curta duração ( $\sim 1-12$  min) das emissões tipo II métricas e a baixa cadência (12 e 5 min) das imagens em EUV obtidas pelos instrumentos SoHO/EIT e STEREO/EUVI-A(B), julgou-se adequado restringir a análise do presente estudo aos eventos ocorridos após o lançamento do satélite SDO, em 2010, cujas imagens solares de alta cadência (12 s) e com melhor regulação espacial ( $0,2''$ ), obtidas pelo instrumento AIA, viabilizam uma busca mais eficiente das ondas EUV associadas às emissões tipo II.

Com o intuito de simplificar a comparação entre os eventos, a identificação e a análise das emissões tipo II foram realizadas a partir de espectros dinâmicos obtidos apenas por espectrógrafos da rede e-CALLISTO, disponíveis em: [http://soleil.i4ds.ch/solarradio/data/2002-20yy\\_Callisto/](http://soleil.i4ds.ch/solarradio/data/2002-20yy_Callisto/). A baixa taxa de ocorrência das emissões tipo II e a grande quantidade de dados solares disponibilizados pela rede e-CALLISTO demandaram uma inspeção visual dos espectros, orientada pelos horários de início de *flares* e CMEs, fornecidos pelos catálogos GOES e LASCO. Apenas as emissões tipo II com espectros dinâmicos bem definidos foram selecionadas para a análise.

Deste modo, as emissões tipo II analisadas neste estudo ocorreram principalmente durante o máximo do ciclo solar 24. Apesar do desempenho excepcionalmente baixo do ciclo, foi possível selecionar um total de nove eventos tipo II para a análise, entre os quais oito foram acompanhados de CME e onda EUV, sendo todos acompanhados de *flare* em raios-X.

A Tabela 1 apresenta os nove eventos tipo II, observados por espectrógrafos da rede e-CALLISTO, selecionados para a análise.

É importante observar que a quantidade de emissões tipo II com espectros bem definidos observadas pela rede e-CALLISTO entre 2010 e 2014 não apresentou correlação com a quantidade de emissões tipo II interplanetárias (observadas em comprimentos de onda mais longos) registradas pelo instrumento WAVES, a bordo do satélite Wind, que, para o mesmo período, observou um total de 141 eventos. A ocorrência de emissões tipo II interplanetárias está diretamente correlacionada com a ocorrência de CMEs (GOPALSWAMY et al., 2000), que está correlacionada, por sua vez, com o ciclo de atividade solar (VRŠNAK; CLIVER, 2008). Para o período em questão, os anos de 2013 e 2014 apresentaram maior número de eventos (39 e 45), acompanhando o ciclo de atividade solar, cujo pico ocorreu em abril de 2014.

A ocorrência de emissões tipo II em ondas métricas não apresenta, portanto, uma relação nítida com a ocorrência de *flares* ou CMEs. Apesar de não ocorrerem sem a presença de *flare* e muito raramente serem observadas sem a presença de CME, as emissões tipo II métricas requerem condições especiais, ainda desconhecidas, que independem da intensidade ou taxa de ocorrência desses fenômenos associados.

Tabela 1 - Eventos tipo II selecionados para a análise.

N°	Data	UT	Instrumento	SXR <i>Flare</i>
				Classe
				Início - Máx. - Fim
				CME
				(Velocidade) (Início)
1	13/06/2010	~ 05:37 - 05:50	OOTY	M1.0 05:30 - 05:39 - 05:44 (320 km s <sup>-1</sup> ) (05:14)
2	09/08/2011	~ 08:02 - 08:04	BLEN7M	X6.9 07:48 - 08:05 - 08:08 (1610 km s <sup>-1</sup> ) (07:52)
3	09/03/2012	~ 03:43 - 03:44	OOTY	M6.3 03:22 - 03:53 - 04:18 (950 km s <sup>-1</sup> ) (03:43)
4	06/06/2012	~ 20:03 - 20:10	BIR	M2.1 19:54 - 20:06 - 20:13 (494 km s <sup>-1</sup> ) (19:37)
5	31/07/2012	~ 17:27 - 17:30	BLEN7M/BIR	C4.0 17:10 - 17:27 - 17:32 -
6	16/11/2012	~ 15:40 - 15:45	INPE	C8.4 15:34 - 15:39 - 15:42 (325 km s <sup>-1</sup> ) (15:21)
7	17/05/2013	~ 08:51 - 09:08	SSRT/BIR/GLASGOW	M3.2 08:43 - 08:57 - 09:19 (1345 km s <sup>-1</sup> ) (08:47)
8	08/07/2014	~ 16:18 - 16:30	BIR	M6.5 16:06 - 16:20 - 16:30 (773 km s <sup>-1</sup> ) (15:47)
9	05/11/2014	~ 09:43 - 09:58	OOTY	M7.9 09:26 - 09:47 - 09:55 (386 km s <sup>-1</sup> ) (08:40)

## 4.2 Eventos 1, 2 e 3

O Evento 1, cujo espectro dinâmico é apresentado na Figura 10(a), foi observado em 13 de junho de 2010 às ~05:37 UT pelo instrumento OOTY (Ooty, Índia). Ambas as bandas de emissão (fundamental e harmônico) podem ser observadas no espectro da radioemissão, que apresentou divisão de banda bem definida e reabsorção parcial da banda do fundamental. Uma descrição detalhada do Evento 1 é feita por Cunha-Silva et al. (2015a).

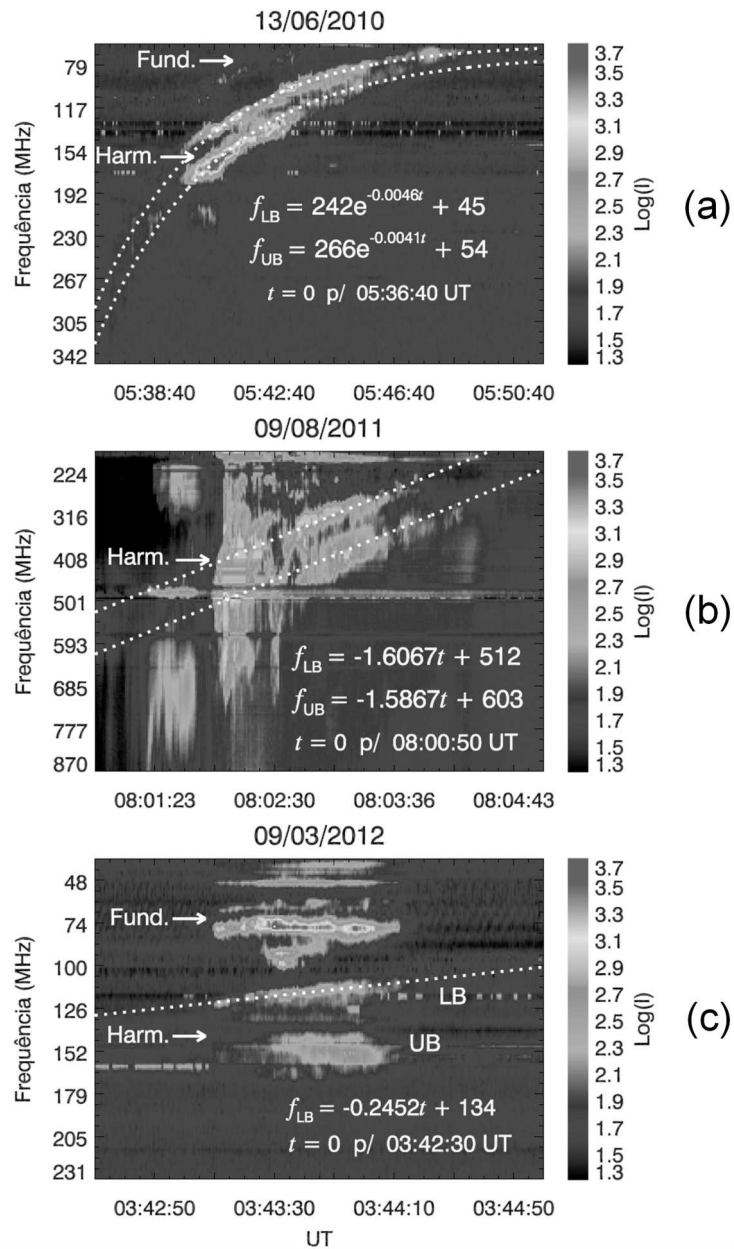


Figura 10 - Espectros dinâmicos de emissões tipo II: (a) Evento 1: banda dividida e reabsorção parcial da banda do fundamental; (b) Evento 2: banda dividida e reabsorção total da banda do fundamental; e (c) Evento 3: banda dividida e deriva em frequência observada apenas para o ramo inferior (LB) da banda do harmônico.

A Figura 10(b) mostra o espectro dinâmico do Evento 2, observado em 9 de agosto de 2011 às ~08:02 UT pelo instrumento BLEN7M (Rádio Observatório de Bleien, Suíça). O evento apresentou reabsorção total da banda do fundamental e, exceto para o início da radioemissão, divisão de banda bem definida.

O Evento 3, cujo espectro dinâmico é apresentado na Figura 10(c), foi observado em 9 de março de 2012 às ~03:43 UT pelo instrumento OOTY. Ambas as bandas de emissão estão presentes no espectro da radioemissão, que apresentou divisão de banda bem definida para a banda do harmônico e cuja deriva em frequência só pôde ser observada para o ramo inferior (LB), correspondente à altura do plasma não perturbado.

As Figuras 11 e 12 mostram a formação de onda EUV, acompanhada de bolha, observada pelos instrumentos SoHO/EIT e SDO/AIA, durante a expansão inicial da CME associada ao Evento 1.

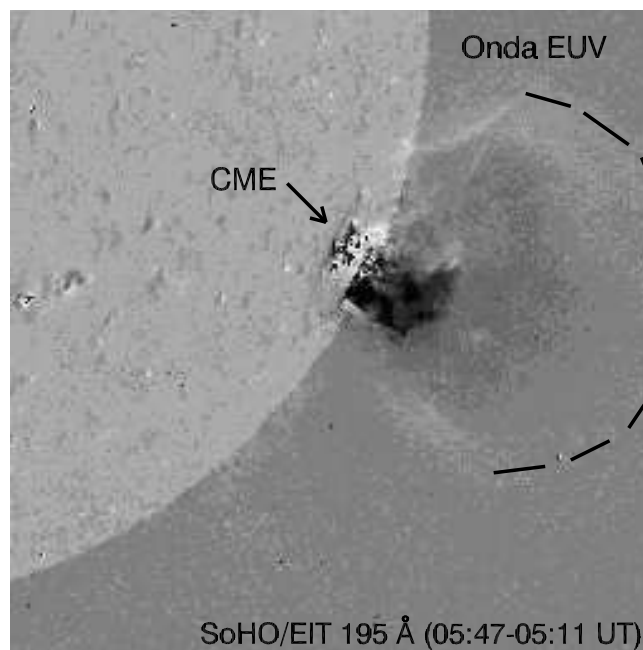


Figura 11 - Imagem, obtida por subtração fixa, de onda EUV observada por SoHO/EIT em 195 Å às 05:47 UT, produzida pela expansão inicial da CME associada ao Evento 1.

A CME associada ao Evento 1 foi observada pelos coronógrafos LASCO-C2/C3, com início às 05:14 UT, determinado mediante extrapolação linear das alturas observadas pelos coronógrafos. O Evento 1 ocorreu sobre a região ativa NOAA 11079, próximo ao limbo solar ( $S25^{\circ} W84^{\circ}$ ), e esteve também associado a um *flare* em raios-X, classe M1.0 (*vide* Tabela 1), observado pelo GOES.

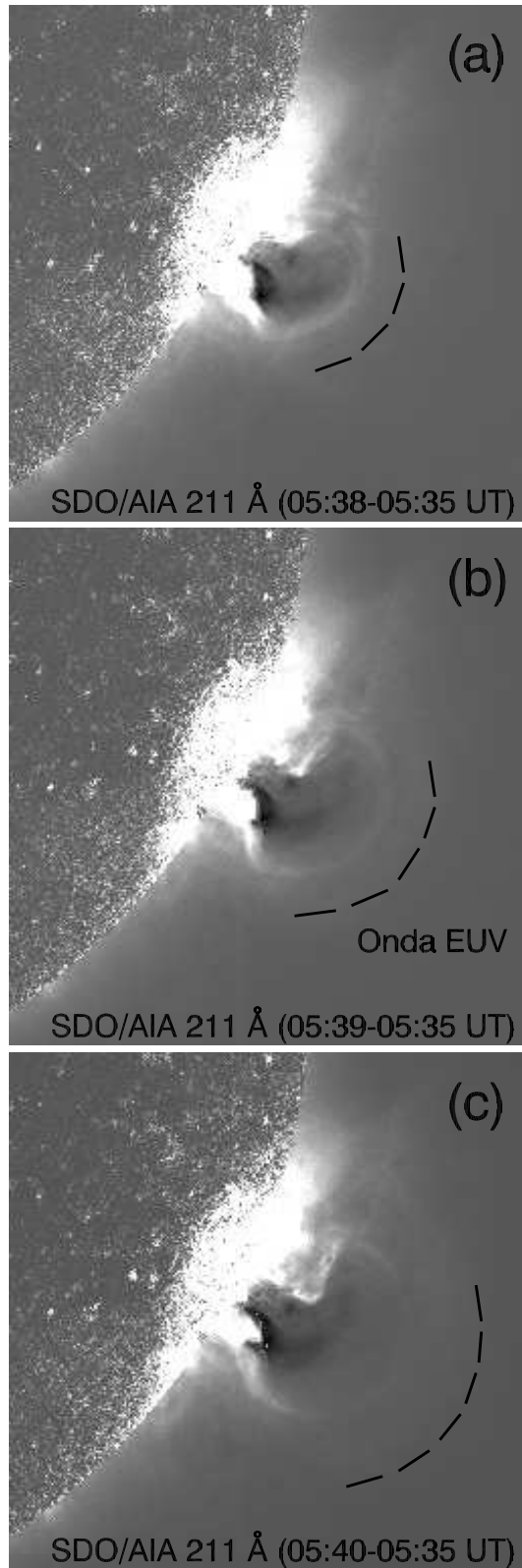


Figura 12 - Imagens, obtidas por subtração fixa, da formação de onda EUV, acompanhada de bolha, associada ao Evento 1, observada por SDO/AIA em 211 Å para: (a) 05:38-05:35 UT; (b) 05:39-05:35 UT; e (c) 05:40-05:35 UT.

A Figura 13 mostra a formação de onda EUV observada pelo instrumento SDO/AIA, durante a expansão inicial da CME associada ao Evento 2.

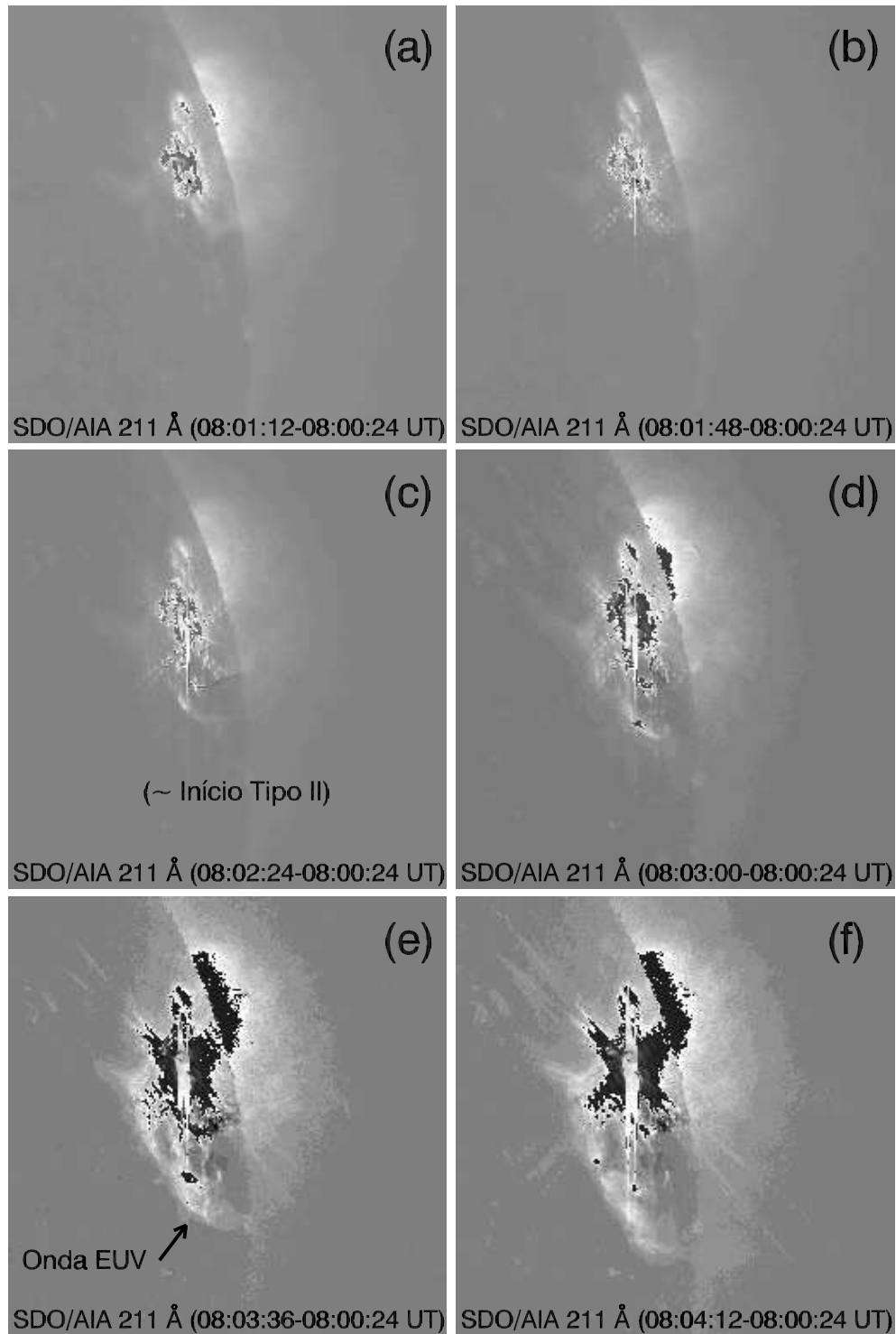


Figura 13 - Imagens, obtidas por subtração fixa, da formação de onda EUV associada ao Evento 2, observada por SDO/AIA em 211 Å para: (a) 08:01:12-08:00:24 UT; (b) 08:01:48-08:00:24 UT; (c) 08:02:24-08:00:24 UT; (d) 08:03:00-08:00:24 UT; (e) 08:03:36-08:00:24 UT; e (f) 08:04:12-08:00:24 UT.



Diferentemente do Evento 1, que esteve associado a uma CME lenta (velocidade linear de  $320 \text{ km s}^{-1}$ ) e com expansão lateral pouco expressiva (largura de apenas  $33^\circ$ ), o Evento 2 esteve associado a uma CME halo (largura de  $360^\circ$ ), com velocidade linear de  $1610 \text{ km s}^{-1}$ , observada pelos coronógrafos LASCO-C2/C3. O Evento 2 ocorreu sobre a região ativa NOAA 11263, próximo ao limbo solar ( $N18^\circ W82^\circ$ ), e esteve também associado a um *flare* em raios-X, classe X6.9 (*vide* Tabela 1), observado pelo GOES.

Devido à alta intensidade do *flare* X6.9 e à abrupta expansão lateral da CME halo, associados ao Evento 2, a formação da onda EUV associada a este evento foi observada apenas por via de sua projeção sobre o disco solar, conforme mostra a Figura 13. A saturação das imagens devido à intensa fase impulsiva do *flare* X6.9 é também nítida na Figura 13, tornando necessária a utilização de alto contraste no processamento das imagens.

A Figura 14 mostra a formação de onda EUV, acompanhada de bolha, observada pelo instrumento STEREO/SECCHI/EUVI-A, durante a expansão inicial da CME associada ao Evento 3.

Assim como o Evento 2, o Evento 3 esteve associado a uma CME halo, observada pelos coronógrafos LASCO-C2/C3, com início às 03:43 UT. No entanto, a dinâmica deste evento foi muito diferente daquela observada para o Evento 2. Com velocidade linear bem inferior ( $950 \text{ km s}^{-1}$ ) e uma fase de aceleração rápida mais longa e menos abrupta, a CME associada ao Evento 3 foi acompanhada de bolha EUV, cuja formação apresentou semelhanças com aquela observada para o Evento 1.

A despeito da semelhança entre os Eventos 1 e 3 com relação à formação de bolha EUV, é importante observar que, no Evento 1, a radioemissão ocorreu durante todo o período ( $\sim 12 \text{ min}$ ) de expansão da bolha EUV, enquanto que, para o Evento 3, a radioemissão, de curta duração ( $\sim 1 \text{ min}$ ), ocorreu apenas durante o início da formação da bolha EUV, cuja expansão perdurou por mais de 30 min.

A morfologia atípica do espectro dinâmico da radioemissão observada para o Evento 3 (Figura 10(c)), indica um alto grau de perturbação e inhomogeneidade do plasma. O fato da radioemissão ter ocorrido durante o período inicial de formação da bolha EUV, com esta ainda disforme, conforme mostra a Figura 14, corrobora a associação entre a formação da bolha EUV e a radioemissão.

O Evento 3 ocorreu sobre a região ativa NOAA 11429, sobre o disco solar ( $N17^\circ W13^\circ$ ), e esteve também associado a um *flare* em raios-X, classe M6.3 (*vide* Tabela 1), observado pelo GOES.

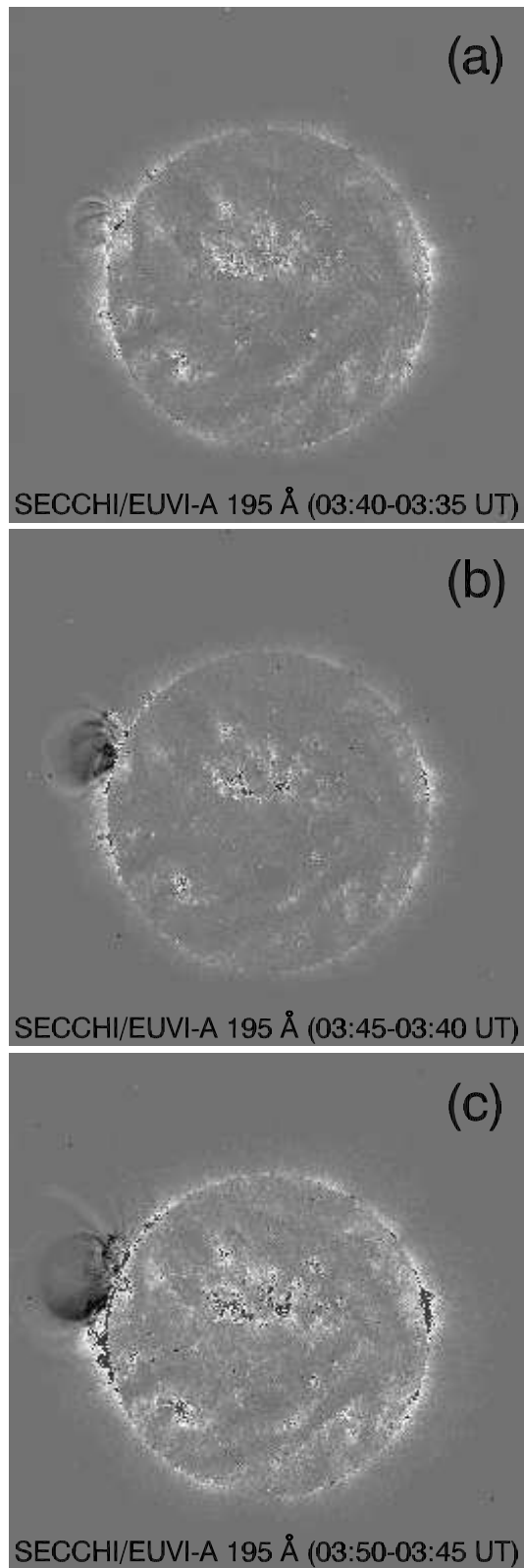


Figura 14 - Imagens, obtidas por subtração corrida, da formação de onda EUV, acompanhada de bolha, associada ao Evento 3, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-A em 195 Å para: (a) 03:40-03:35 UT; (b) 03:45-03:35 UT; e (c) 03:50-03:35 UT.

### 4.3 Eventos 4, 5 e 6

O Evento 4, cujo espectro dinâmico é apresentado na Figura 15(a), foi observado em 6 de junho de 2012 às ~20:03 UT pelo instrumento BIR (Birr, República da Irlanda). Apesar da intensa radiointerferência (rfi) em ~90–120 MHz, ambas as bandas de emissão podem ser observadas no espectro da radioemissão, que não apresentou qualquer indício de divisão de banda. Uma descrição detalhada do Evento 4 é feita por Cunha-Silva et al. (2015a).

O espectro dinâmico do Evento 5, apresentado na Figura 15(b), foi registrado em 31 de julho de 2012 às ~17:27 UT pelos instrumentos BLEN7M (175–378 MHz) e BIR (104–174 MHz). O evento apresentou reabsorção parcial da banda do fundamental, sem qualquer indício de divisão de banda.

O Evento 6, cujo espectro dinâmico é apresentado na Figura 15(c), foi observado em 16 de novembro de 2012 às ~15:40 UT pelo instrumento INPE (Cachoeira Paulista - SP). O evento apresentou reabsorção parcial da banda do fundamental, sem qualquer indício de divisão de banda.

A formação de onda EUV associada ao Evento 4, observada pelo instrumento STEREO/SECCHI/EUVI-B, é mostrada na Figura 16.

A CME responsável pela formação da onda EUV associada ao Evento 4 foi observada pelos coronógrafos LASCO-C2/C3, com início às 19:37 UT, determinado mediante extrapolação linear das alturas observadas pelos coronógrafos.

Não obstante a CME associada ao Evento 4 ter apresentado uma largura de  $173^\circ$  (halo parcial) e não ser acompanhada de bolha EUV, as regiões de escurecimento (*dimming*), mostradas na Figura 16, apresentaram uma expansão lateral pouco expressiva durante a formação da onda EUV. O escurecimento em EUV decorre da rarefação do plasma e indica as regiões de origem da CME.

O Evento 4 ocorreu sobre a região ativa NOAA 11494, sobre o disco solar ( $S17^\circ W08^\circ$ ), e esteve também associado a um *flare* em raios-X, classe M2.1 (*vide* Tabela 1), observado pelo GOES.

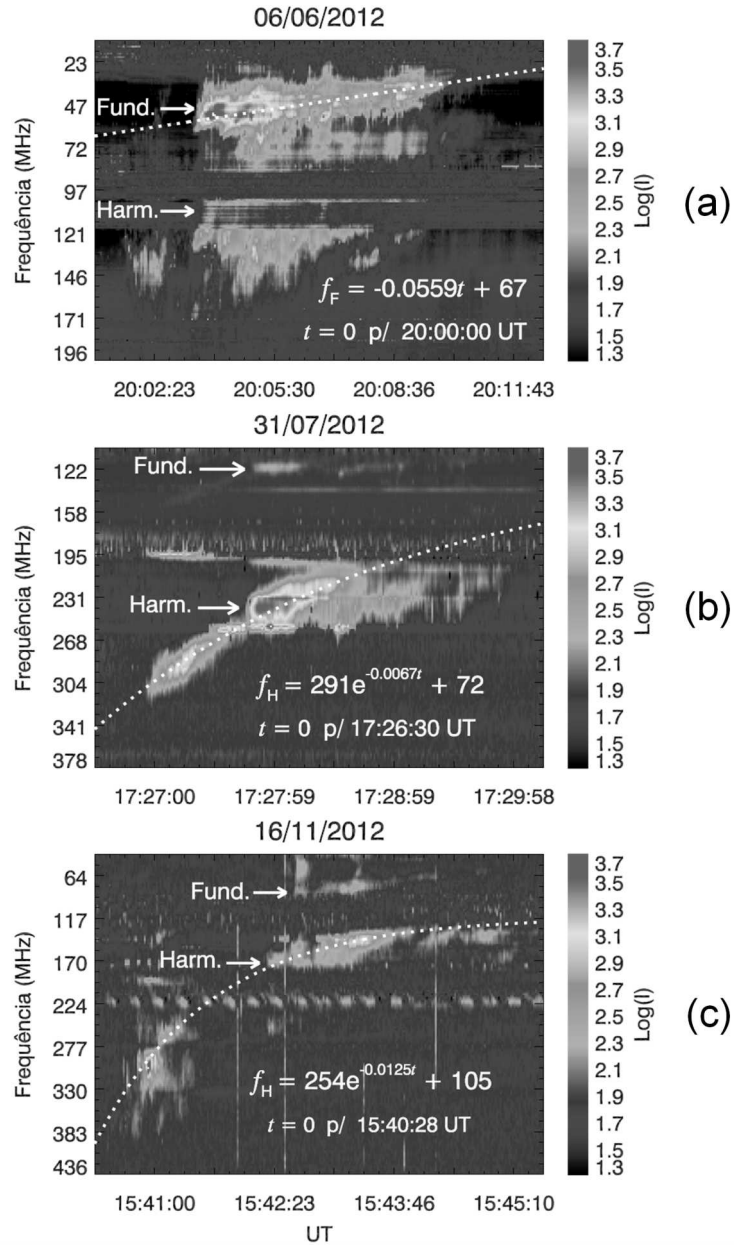


Figura 15 - Espectros dinâmicos de emissões tipo II: (a) Evento 4: sem divisão de banda, com aspectos de *herringbone* e presença de “precursor” (~20:02 UT); (b) Evento 5: sem divisão de banda e com reabsorção parcial da banda do fundamental; e (c) Evento 6: sem divisão de banda e com reabsorção parcial da banda do fundamental.

A Figura 17 mostra as imagens em EUV da região ativa associada ao Evento 5.

O Evento 5 ocorreu sobre a região ativa NOAA 11536, sobre o disco solar (S23° E12°), e esteve associado a um *flare* em raios-X, classe C4.0 (*vide* Tabela 1), observado pelo GOES.

A expansão do plasma responsável pela formação da onda de choque associada ao Evento 5 foi produzida pelo aquecimento do plasma durante a fase impulsiva (pouco intensa) do

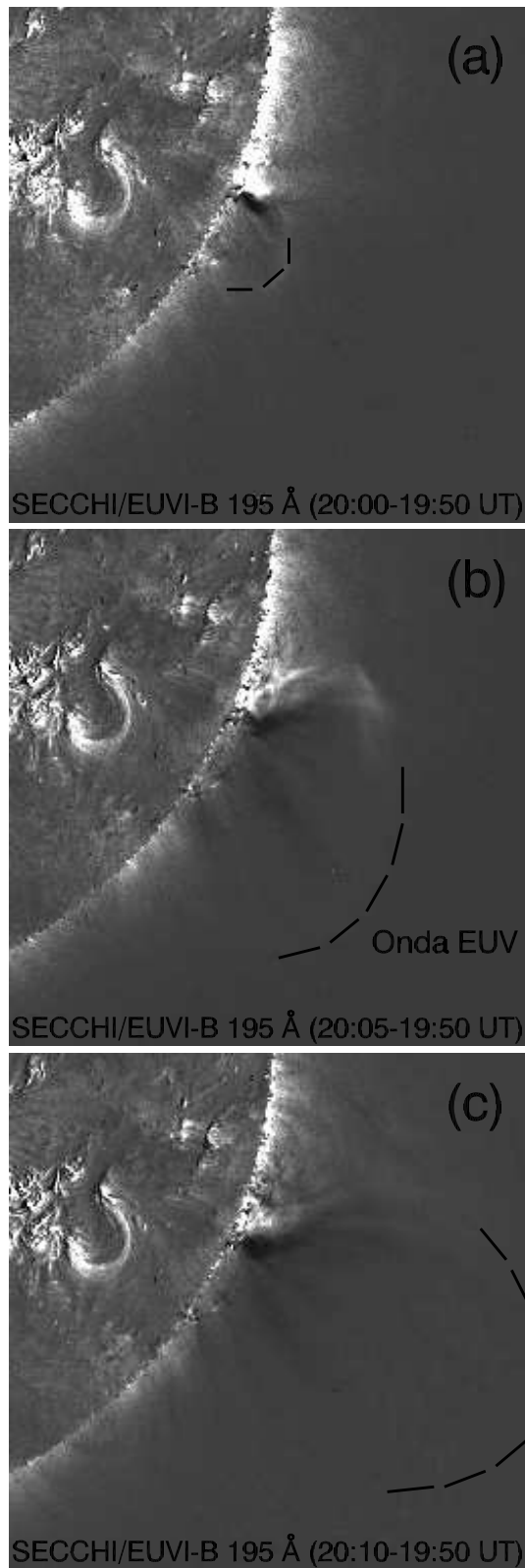


Figura 16 - Imagens, obtidas por subtração fixa, de onda EUV associada ao Evento 4, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-B em 195 Å para: (a) 20:00-19:50 UT; (b) 20:05-19:50 UT; e (c) 20:10-19:50 UT.

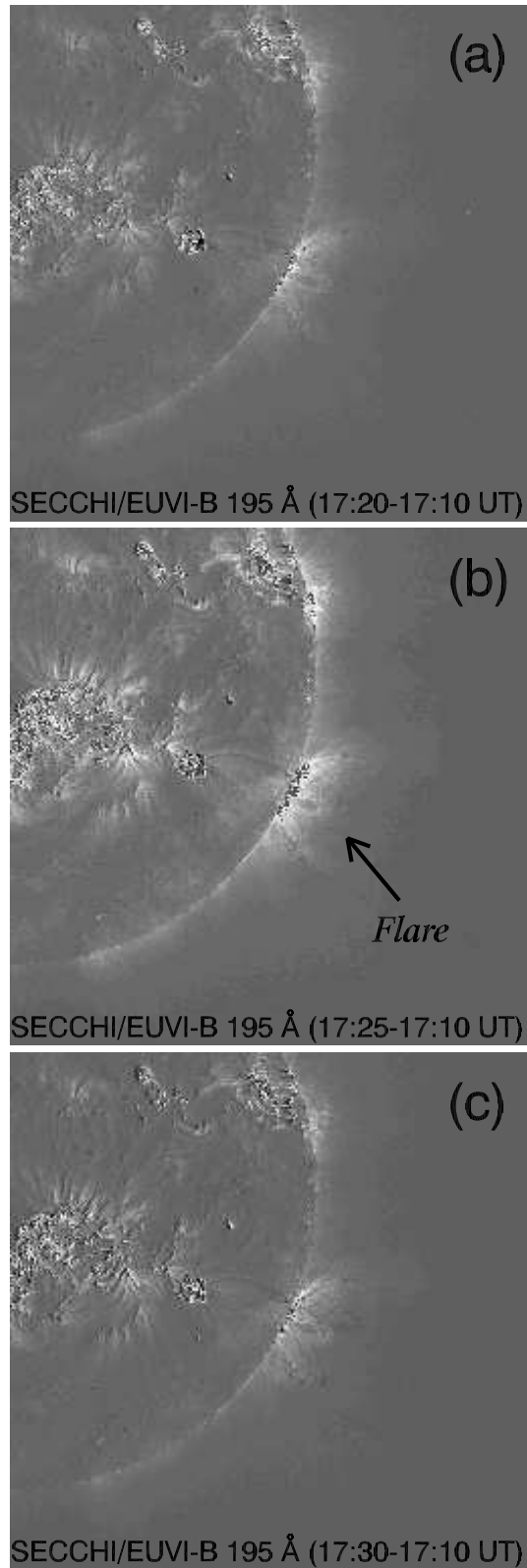


Figura 17 - Imagens, obtidas por subtração fixa, da região ativa do *flare* C4.0 associado ao Evento 5, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-B em 195 Å para: (a) 17:20-17:10 UT; (b) 17:25-17:10 UT; e (c) 17:30-17:10 UT. Nenhum indício de onda EUV foi observado.

*flare* C4.0 e não pôde ser observada nas imagens em EUV. Apenas a estrutura magnética do *flare*, sem nenhuma alteração de grande escala ao longo da radioemissão, pôde ser observada, conforme mostra a Figura 17. Nenhum indício de escurecimento e onda EUV foi observado para o Evento 5.

Entre os nove eventos tipo II analisados, apenas o Evento 5 não apresentou associação com CME.

A Figura 18 mostra a formação de onda EUV, observada pelo instrumento SDO/AIA, durante a expansão inicial da CME associada ao Evento 6.

A CME associada ao Evento 6 foi observada pelos coronógrafos LASCO-C2/C3, com início às 15:21 UT, determinado mediante extrapolação linear das alturas observadas pelos coronógrafos. O Evento 6 ocorreu sobre a região ativa NOAA 11618, próximo ao limbo solar (N09° E36°), e esteve também associado a um *flare* em raios-X, classe C8.4 (*vide* Tabela 1), observado pelo GOES.

Com uma largura de apenas 51° e baixa velocidade linear (325 km s<sup>-1</sup>), a CME associada ao Evento 6 apresentou regiões de escurecimento em EUV bem localizadas, com pouca expansão lateral, conforme mostra a Figura 18.

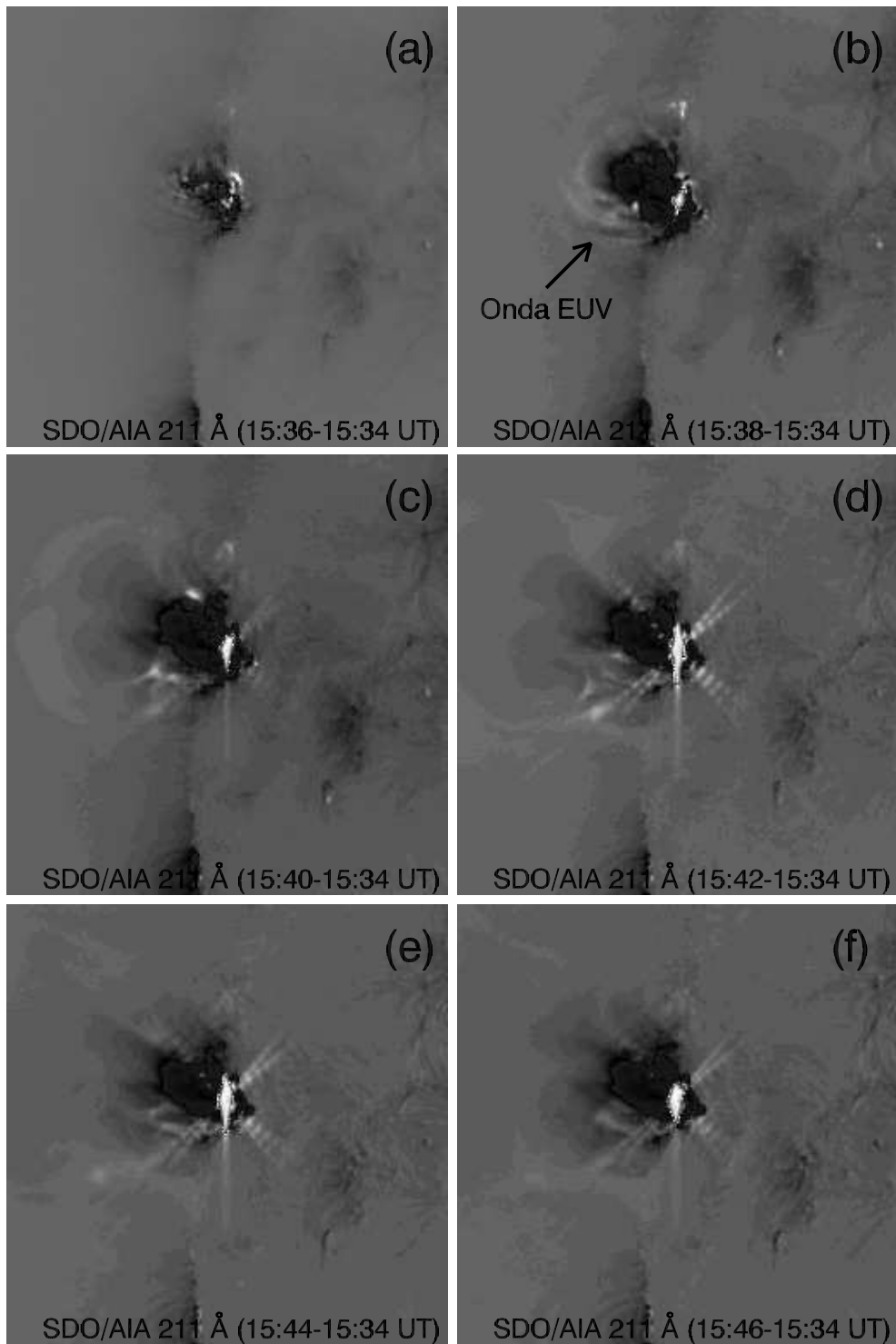


Figura 18 - Imagens, obtidas por subtração fixa, da formação da onda EUV associada ao Evento 6, observada por SDO/AIA em 211 Å para: (a) 15:36-15:34 UT; (b) 15:38-15:34 UT; (c) 15:40-15:34 UT; (d) 15:42-15:34 UT; (e) 15:44-15:34 UT; (f) 15:46-15:34 UT.



#### 4.4 Eventos 7, 8 e 9

O Evento 7, cujo espectro dinâmico é mostrado na Figura 19(a), foi observado em 17 de maio de 2013 às ~08:51 UT pelos instrumentos SSRT (Sibéria, Rússia), BIR e GLASGOW (Glasgow, Escócia) e apresentou divisão de banda e reabsorção parcial da banda do fundamental. Uma descrição detalhada do Evento 7 é feita por Cunha-Silva et al. (2015b).

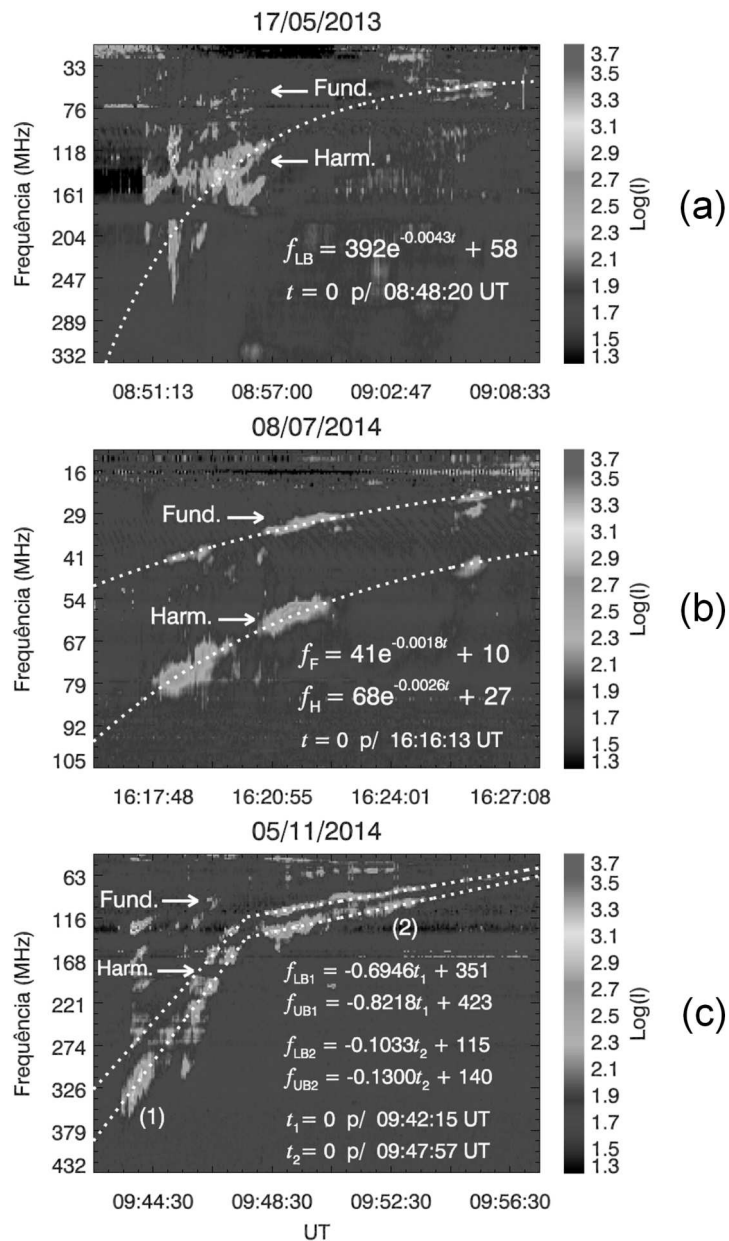


Figura 19 - Espectros dinâmicos de emissões tipo II: (a) Evento 7: banda dividida e reabsorção parcial da banda do fundamental; (b) Evento 8: bandas do fundamental e harmônico fragmentadas e início de divisão de banda apenas para o final (~16:26 UT) da emissão e para a banda do fundamental; e (c) Evento 9: banda dividida, com reabsorção parcial da banda do fundamental e dois regimes de deriva em frequência.

A Figura 19(b) mostra o espectro dinâmico do Evento 8, observado em 8 de julho de 2014 às ~16:18 UT pelo instrumento BIR. O evento apresentou as bandas do fundamental e harmônico fragmentadas, com indício de divisão de banda apenas para o final da radioemissão e para a banda do fundamental.

O Evento 9, cujo espectro dinâmico é apresentado na Figura 19(c), foi observado em 5 de novembro de 2014 às ~09:43 UT pelo instrumento OOTY. Com divisão de banda bem definida e reabsorção parcial da banda do fundamental, o evento apresentou dois regimes lineares de deriva em frequência bem definidos ao longo de seu espectro dinâmico.

A Figura 20 mostra a formação de onda EUV, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-B, durante a expansão inicial da CME associada ao Evento 7.

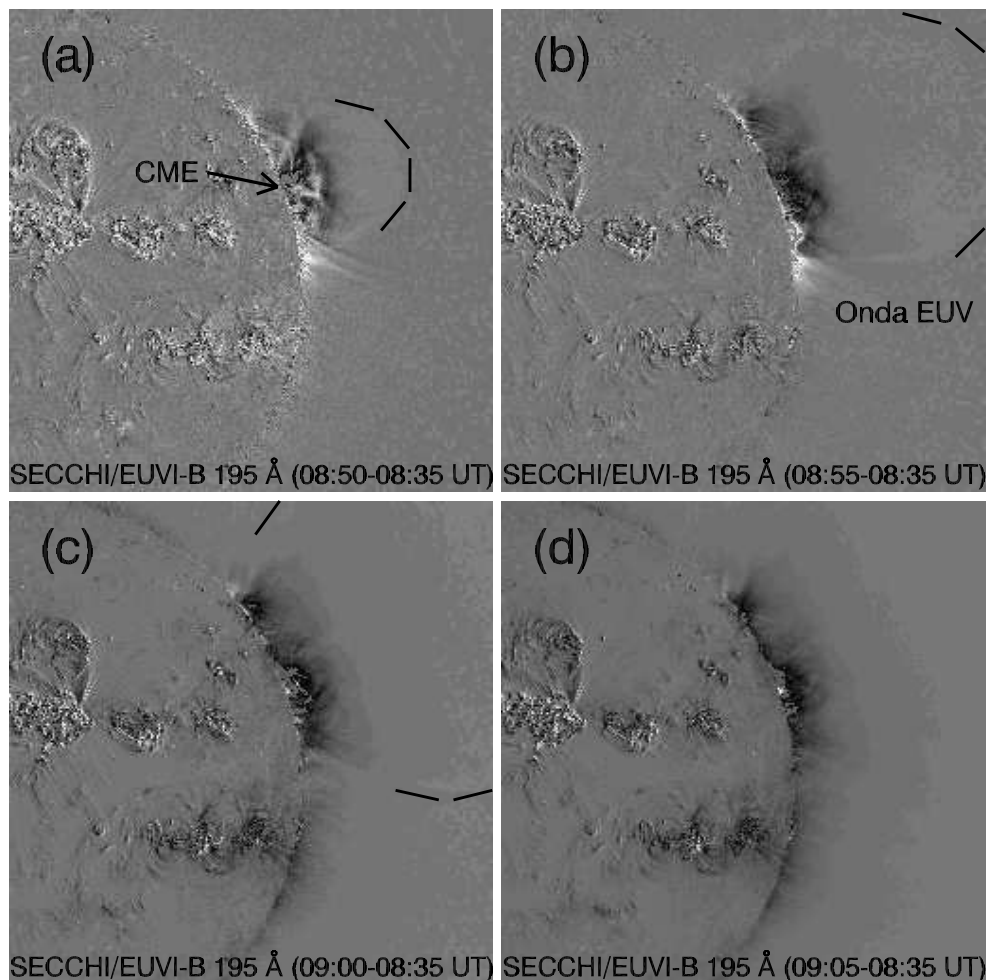


Figura 20 - Imagens, obtidas por subtração fixa, da formação de onda EUV associada ao Evento 7, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-B em 195 Å para: (a) 08:50-08:35 UT; (b) 08:55-08:35 UT; (c) 09:00-08:35 UT; e (d) 09:05-08:35 UT.

Assim como os Eventos 2 e 3, o Evento 7 esteve associado a uma CME halo, observada pelos coronógrafos LASCO-C2/C3, com início às 08:47 UT, determinado mediante extrapolação linear das alturas observadas pelos coronógrafos. Com uma velocidade linear de  $1345 \text{ km s}^{-1}$  e uma fase de aceleração rápida quase tão abrupta quanto àquela observada para o Evento 2, a CME associada ao Evento 7 apresentou uma expansão lateral expressiva de suas regiões de escurecimento em EUV, conforme mostra a Figura 20.

O Evento 7 ocorreu sobre a região ativa NOAA 11748, sobre o disco solar ( $N12^\circ E22^\circ$ ), e esteve também associado a um *flare* em raios-X, classe M3.2 (*vide* Tabela 1), observado pelo GOES.

A Figura 21 mostra a formação de onda EUV, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-B, durante a expansão inicial da CME associada ao Evento 8.

Com um comportamento menos dinâmico, em comparação aos Eventos 2 e 7, o Evento 8 esteve também associado a uma CME halo, observada pelos coronógrafos LASCO-C2/C3, com início às 15:47 UT, determinado mediante extrapolação linear das alturas observadas pelos coronógrafos. As regiões de escurecimento em EUV, mostradas na Figura 21, apresentaram uma expansão lateral pouco expressiva, a despeito da não formação de bolha. A CME associada ao Evento 8 apresentou uma velocidade linear de  $773 \text{ km s}^{-1}$ , bem inferior à velocidade média ( $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ ) das CMEs tipo halo.

O Evento 8 ocorreu sobre a região ativa NOAA 12113, sobre o disco solar ( $N10^\circ E34^\circ$ ), e esteve também associado a um *flare* em raios-X, classe M6.5 (*vide* Tabela 1), observado pelo GOES.

A Figura 22 mostra a formação de onda EUV, observada pelo instrumento SDO/AIA, durante a expansão inicial da CME associada ao Evento 9.

Assim como o Evento 4, o Evento 9 esteve associado a uma CME halo parcial, observada pelos coronógrafos LASCO-C2/C3, com início às 08:40 UT, determinado mediante extrapolação linear das alturas observadas pelos coronógrafos. Com uma velocidade linear de  $386 \text{ km s}^{-1}$ , a CME associada ao Evento 9 apresentou uma expansão lateral pouco expressiva de suas regiões de escurecimento em EUV, conforme mostra a Figura 22.

O Evento 9 ocorreu sobre a região ativa NOAA 12205, próximo ao limbo solar ( $N16^\circ E43^\circ$ ), e esteve também associado a um *flare* em raios-X, classe M7.9 (*vide* Tabela 1), observado pelo GOES.

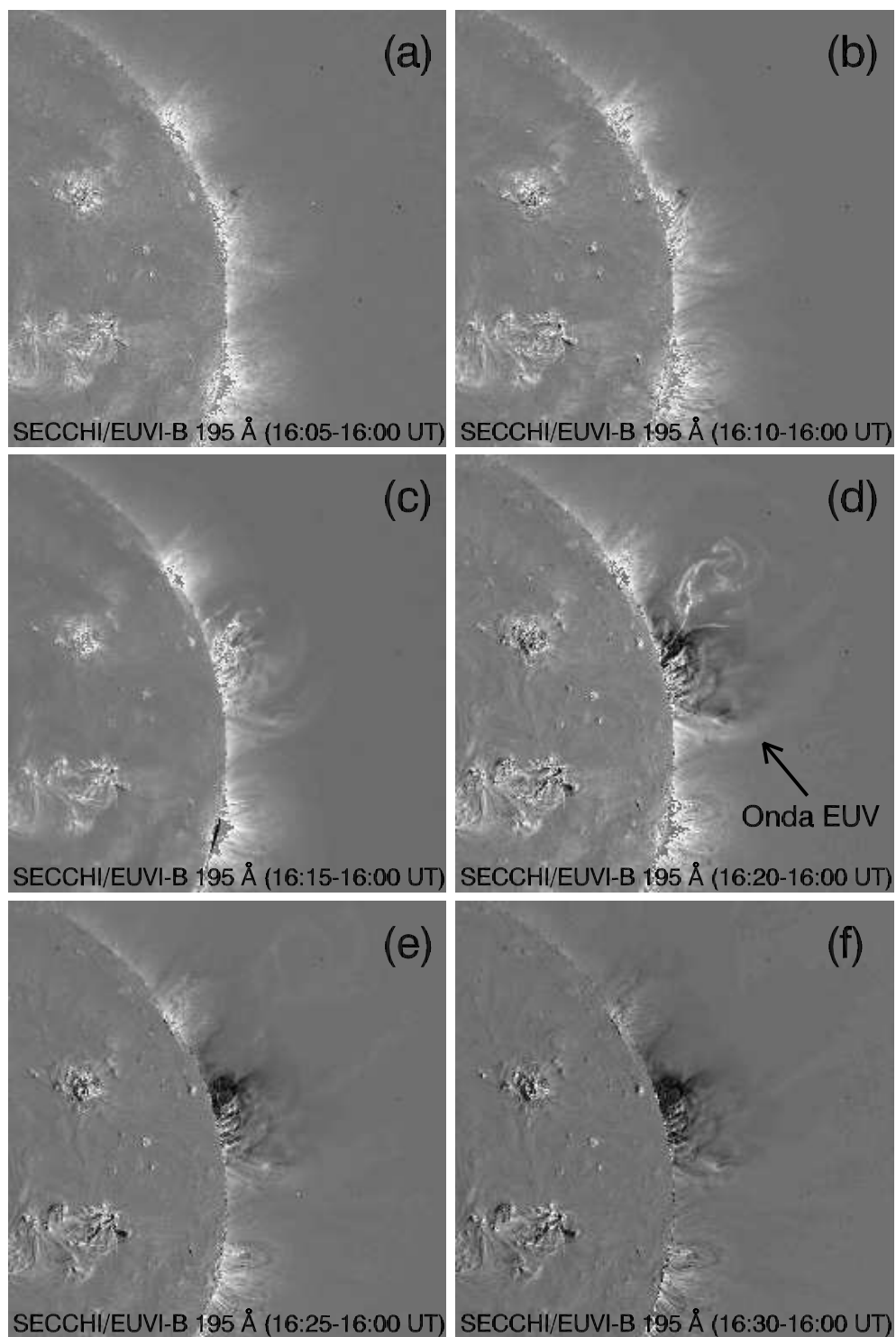


Figura 21 - Imagens, obtidas por subtração fixa, da formação de onda EUV associada ao Evento 8, observada por STEREO/SECCHI/EUVI-B 195 Å para: (a) 16:05-16:00 UT; (b) 16:10-16:00 UT; (c) 16:15-16:00 UT; (d) 16:20-16:00 UT; (e) 16:25-16:00 UT; e (f) 16:30-16:00 UT.

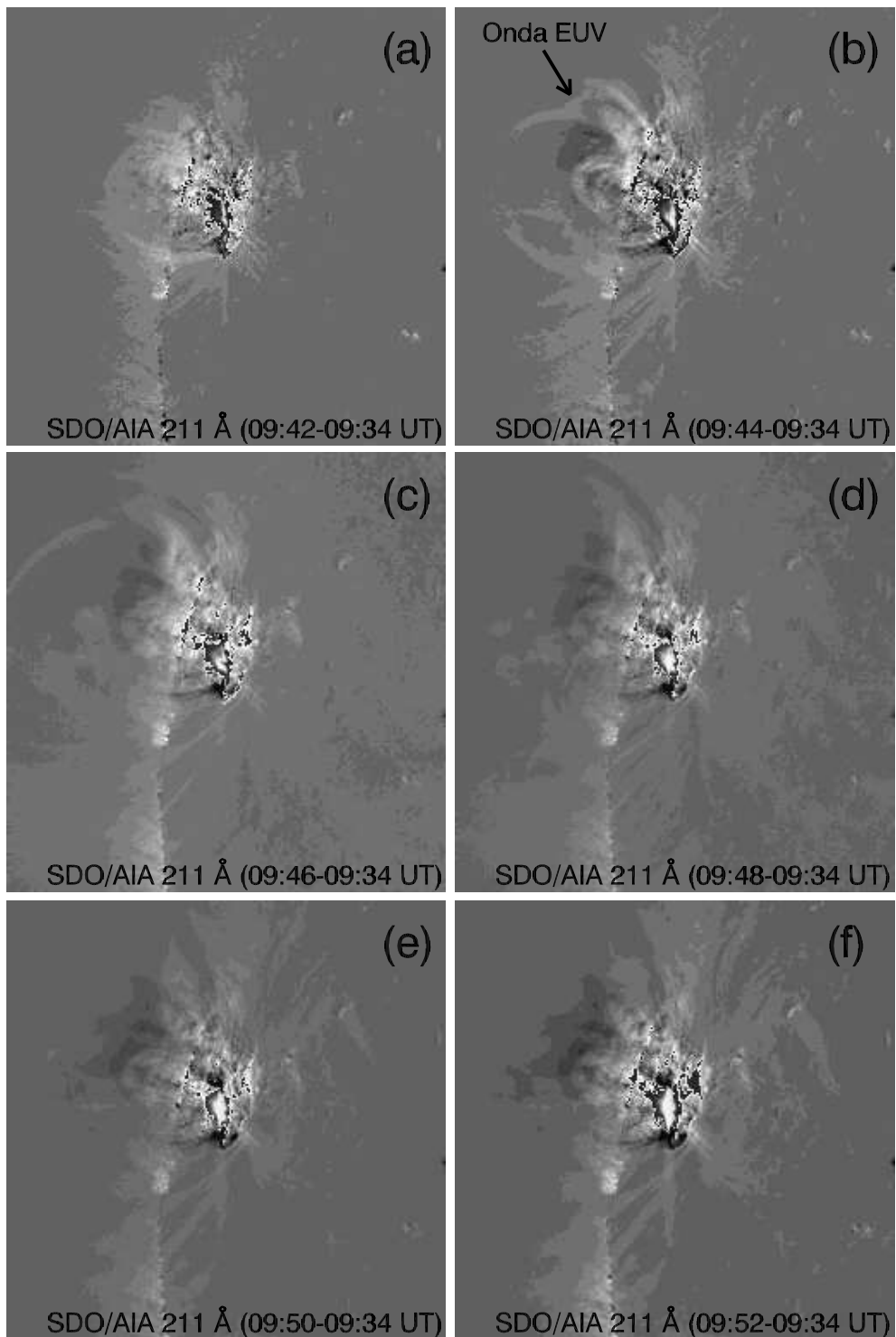


Figura 22 - Imagens, obtidas por subtração fixa, de formação de onda EUV associada ao Evento 9, observada pelo SDO/AIA 211 Å para: (a) 09:42-09:34 UT; (b) 09:44-09:34 UT; (c) 09:46-09:34 UT; (d) 09:48-09:34 UT; (e) 09:50-09:34 UT; e (f) 09:52-09:34 UT.



## 5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

### 5.1 Eventos 1, 2 e 3

A Figura 23 mostra os resultados da comparação entre as alturas das fontes de radioemissão e as alturas das frentes de onda EUV para os Eventos 1, 2 e 3. O modelo de distribuição de densidade coronal de Cairns et al. (2009) foi aplicado apenas para o Evento 1, a título de comparação com o modelo de Newkirk (1961), em razão desse evento não ter apresentado indício de desvio de uma propagação radial para a fonte de radioemissão e ter apresentado um espectro dinâmico com morfologia bem definida.

Para o Evento 1, a compatibilidade entre as alturas da frente de onda EUV e da fonte de radioemissão encontra-se bem definida com a utilização de  $1\times$ Newkirk (1961), conforme é mostrado na Figura 23(a). Tal compatibilidade é nítida principalmente para os primeiros cinco minutos do evento. Para os instantes subsequentes, as frentes de onda EUV estiveram fora do campo de visão (FOV) do instrumento SDO/AIA e apenas uma imagem da frente de onda EUV foi obtida em baixa cadência (12 min) pelo instrumento SoHO/EIT. Nesse caso, a compatibilidade entre as alturas da frente de onda EUV e da fonte de radioemissão ocorre apenas quando a radioemissão é considerada em toda sua largura de banda, cujas alturas correspondentes são representadas pela região cinza na Figura 23(a).

Os resultados obtidos mediante a aplicação do modelo de Cairns et al. (2009) para o Evento 1 não apresentaram diferenças significativas em relação àqueles obtidos com a aplicação de  $1\times$ Newkirk (1961). O cenário de uma propagação radial ou quase radial para a fonte de radioemissão é plausível e consistente com os resultados obtidos mediante a aplicação de ambos os modelos, tendo em vista os erros das medidas.

Por outro lado, os resultados obtidos para o Evento 2, mostrados na Figura 23(b), indicaram um desvio significativo da fonte de radioemissão em relação à propagação radial, o qual é consistente com a expressiva expansão lateral da CME halo associada ao evento. Nesse caso, não houve formação de bolha e as frentes de onda EUV, observadas apenas como projeções sobre o disco solar, foram determinadas por via de aproximação esférica. A compatibilidade entre as alturas da frente de onda EUV e da fonte de radioemissão, considerando toda a largura de banda da radioemissão, só é possível com a utilização de  $3\times$ Newkirk (1961), conforme é mostrado na Figura 23(b).

Devido à curta duração ( $\sim 1$  min) do Evento 3 e à baixa cadência (5 min) das imagens da onda EUV associada à radioemissão, obtidas pelo instrumento STEREO/EUVI-A, as alturas das frentes de onda EUV associadas ao Evento 3 foram determinadas por

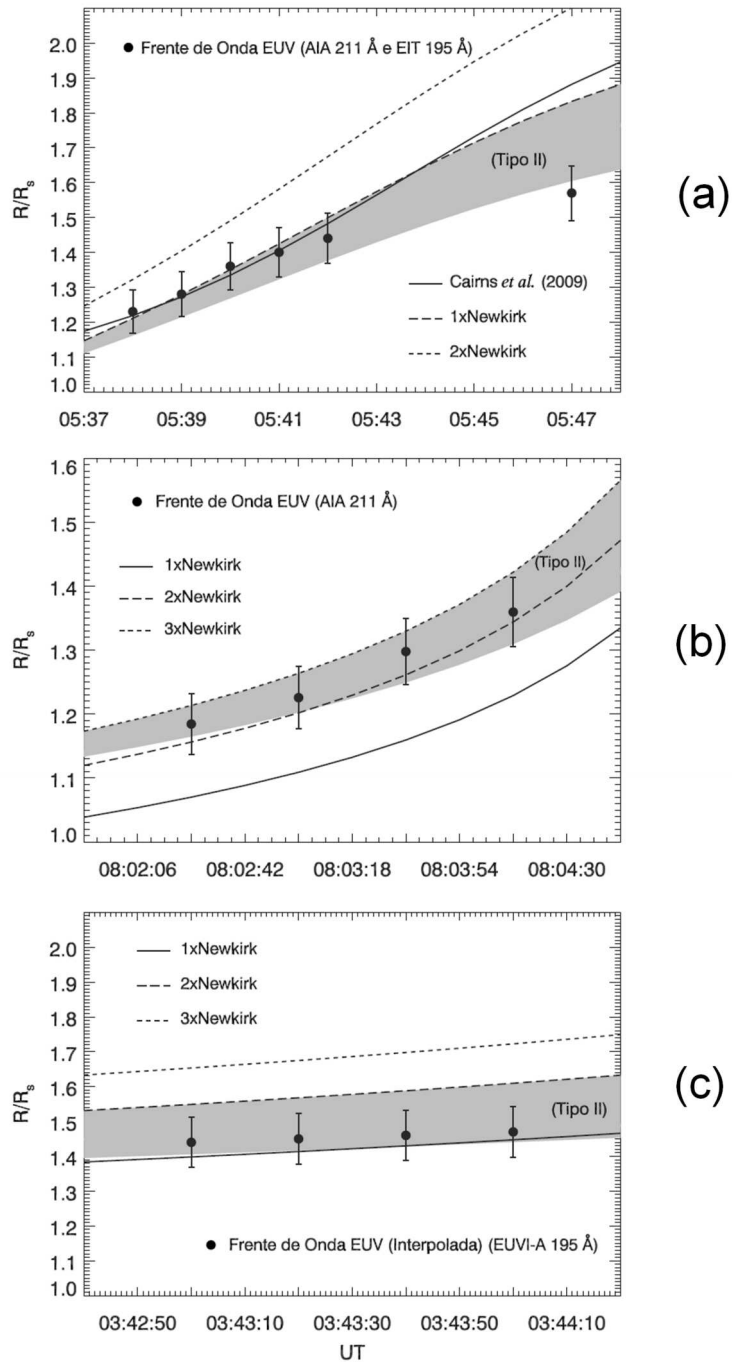


Figura 23 - Comparação entre as distâncias heliocêntricas das fontes radioemissão e das frentes de onda EUV para: (a) Evento 1, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com 1×Newkirk (1961), que não apresentou diferenças significativas em relação ao modelo de Cairns et al. (2009); (b) Evento 2, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com 3×Newkirk (1961); e (c) Evento 3, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com 2×Newkirk (1961). As regiões cinza representam as alturas da fonte de emissão tipo II determinadas mediante a aplicação do modelo ou múltiplo do modelo mais apropriado, considerando toda a largura de banda da radioemissão.



intermédio de interpolação linear. A compatibilidade entre as alturas da frente de onda EUV e da fonte de radioemissão, considerando toda a largura de banda da radioemissão, ocorre com a utilização de  $2 \times$ Newkirk (1961), conforme é mostrado na Figura 23(c).

Não obstante o Evento 3 ter sido acompanhado de uma CME halo, o indício de pouco desvio de uma propagação radial para a fonte de radioemissão é consistente com a expansão lateral pouco expressiva da CME durante sua fase inicial, caracterizada sobretudo pela formação de bolha EUV, à semelhança do Evento 1. Com velocidade linear de  $950 \text{ km s}^{-1}$ , a CME halo associada ao Evento 3 apresentou, durante sua fase inicial, um comportamento bem menos eruptivo que aquele apresentado pela CME halo associada ao Evento 2, cuja velocidade linear foi de  $1610 \text{ km s}^{-1}$ .

Os resultados da análise dos parâmetros físicos da fonte de radioemissão para os Eventos 1, 2 e 3, determinados mediante a aplicação do múltiplo do modelo de Newkirk (1961) mais apropriado para cada evento, são apresentados na Figura 24.

O perfil da velocidade do choque associado ao Evento 1 em função da distância heliocêntrica, mostrado na Figura 24(a), revela um choque em aceleração durante os primeiros cinco minutos da emissão tipo II, com velocidades de  $665$  a  $810 \text{ km s}^{-1}$ , seguido por uma desaceleração, com velocidades de  $810$  a  $590 \text{ km s}^{-1}$ . A velocidade média do choque, de  $715 \text{ km s}^{-1}$ , é compatível com a velocidade média da frente de onda EUV, de  $610 \text{ km s}^{-1}$ , considerando os erros das medidas.

Um comportamento similar para a velocidade do choque associado ao Evento 1 foi relatado por Gopalswamy et al. (2012), que encontraram um choque em aceleração durante os primeiros três minutos da emissão tipo II, com velocidades de  $\sim 590$  a  $720 \text{ km s}^{-1}$ , seguido por uma desaceleração, com velocidades de  $\sim 720$  a  $640 \text{ km s}^{-1}$ .

Os valores mais altos para a velocidade do choque obtidos neste estudo, em comparação àqueles encontrados por Gopalswamy et al. (2012), decorrem da adoção das frequências mais baixas da radioemissão, associadas às regiões de plasma não perturbado, na determinação desse parâmetro.

O resultado obtido para a velocidade do choque associado ao Evento 1 reflete o comportamento não linear dos ramos de frequências observados no espectro dinâmico da radioemissão e é compatível com o comportamento da bolha EUV associada ao evento, investigado por Patsourakos et al. (2010), que encontraram uma aceleração, com velocidades de até  $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ , seguida por uma desaceleração da bolha EUV.

O perfil da velocidade de Alfvén nas regiões do choque associado ao Evento 1 mostrou um leve crescimento inicial de  $470$  a  $500 \text{ km s}^{-1}$ , seguido por um decrescimento mais expressivo

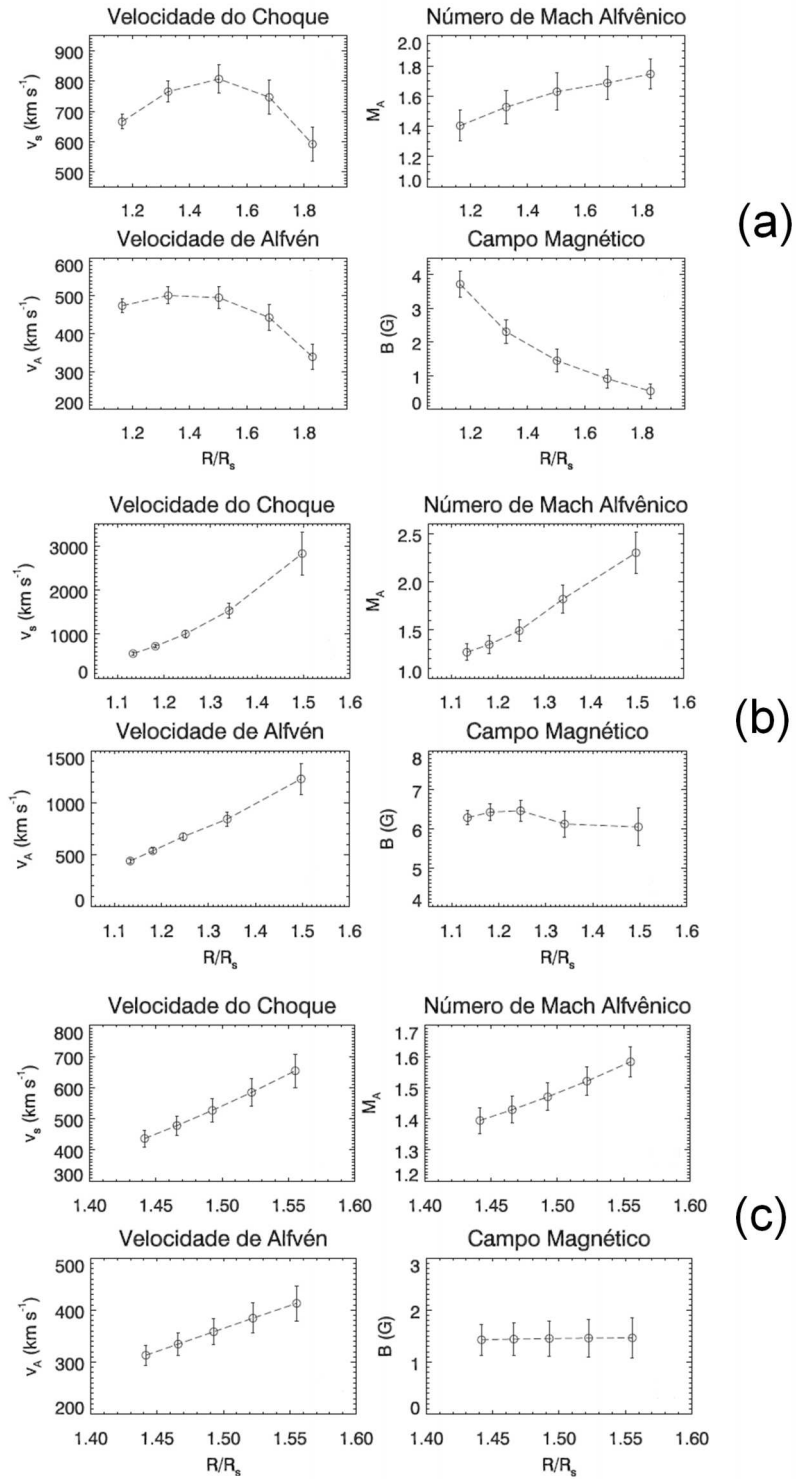


Figura 24 - Parâmetros físicos das fontes de radioemissão, determinados com relação às frequências mais baixas das radioemissões, associadas às regiões de plasma não perturbado, e mediante a aplicação dos múltiplos do modelo de densidade de Newkirk (1961) mais apropriados para os Eventos 1 (a), 2 (b) e 3 (c). As barras de erro representam os erros instrumentais das medidas, adotando um erro quadrático igual a zero.

de 500 a 340  $\text{km s}^{-1}$ . Esse resultado reflete os perfis da velocidade do choque e do número de Mach alfvênico crescente de 1,4 a 1,7, encontrados para o evento, e é mais próximo do

decréscimo radial típico da velocidade de Alfvén nas regiões de formação de choques coronais ( $R < 2R_{\odot}$ ) (VRŠNAK et al., 2002) do que o perfil encontrado por Gopalswamy et al. (2012) para esse evento, que obtiveram um perfil inicial acentuadamente crescente de  $\sim 140$  a  $460 \text{ km s}^{-1}$ , seguido por um leve decréscimo de  $\sim 460$  a  $410 \text{ km s}^{-1}$ .

Por outro, os resultados obtidos para o campo magnético nas regiões do choque associado ao Evento 1 mostraram-se bem consistentes com o perfil típico desse parâmetro na coroa solar. Para as distâncias heliocêntricas de  $\sim 1,2$  a  $1,8$ , foi encontrado um decréscimo radial de  $3,7$  a  $0,5 \text{ G}$ , o qual é compatível com o decréscimo radial de  $5,0$  a  $1,2 \text{ G}$  encontrado por Vršnak et al. (2002) mediante a aplicação de  $2 \times$  Newkirk (1961) sobre um conjunto de 18 emissões tipo II métricas.

Quanto ao Evento 2, é notável que, a despeito de uma taxa de deriva em frequência constante de  $-1,6 \text{ MHz s}^{-1}$  para a banda do harmônico, o perfil da velocidade do choque associado a esse evento, mostrado na Figura 24(b), revelou um choque em aceleração durante toda a emissão tipo II, com velocidades de  $560$  a  $2830 \text{ km s}^{-1}$  e velocidade média de  $1330 \text{ km s}^{-1}$ , que são compatíveis com a velocidade linear da CME halo associada ao evento, de  $1610 \text{ km s}^{-1}$ . A curta duração do Evento 2 ( $\sim 2 \text{ min}$ ), que ocorreu apenas no início da fase de aceleração rápida da CME, e o perfil crescente da velocidade do choque indicam uma velocidade média superior àquela obtida para a velocidade do choque.

Com número de Mach alfvênico e velocidade de Alfvén crescentes, de  $1,3$  a  $2,3$  e de  $440$  a  $1230 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente, o choque associado ao Evento 2 teve sua região de propagação dominada por um campo magnético com perfil atípico, com intensidade levemente crescente de  $6,3$  a  $6,5 \text{ G}$  durante o primeiro minuto do evento, seguido por um leve decréscimo de  $6,5$  a  $6,0 \text{ G}$ . Esse resultado, no entanto, é compatível com o perfil atípico da velocidade de Alfvén encontrado para esse evento.

De modo similar ao Evento 2, o perfil da velocidade do choque associado ao Evento 3, mostrado na Figura 24(c), revelou um choque em aceleração, com velocidades de  $435$  a  $655 \text{ km s}^{-1}$ , durante toda a emissão tipo II, com duração de apenas  $\sim 1 \text{ min}$  e taxa de deriva em frequência constante de  $-0,2 \text{ MHz s}^{-1}$  para a banda do harmônico. O Evento 3 apresentou também número de Mach alfvênico e velocidade de Alfvén crescentes, de  $1,4$  a  $1,6$  e de  $310$  a  $410 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente, e campo magnético atípico, com intensidade levemente crescente de  $1,4$  a  $1,5 \text{ G}$ .

## 5.2 Eventos 4, 5 e 6

A Figura 25 mostra os resultados da comparação entre as alturas das fontes de radioemissão e as alturas das frentes de onda EUV para os Eventos 4, 5 e 6. O modelo de distribuição de densidade coronal de Cairns et al. (2009) foi aplicado apenas para o Evento 4, a título de comparação com o modelo de Newkirk (1961), em razão desse evento não ter apresentado indício de desvio de uma propagação radial para a fonte de radioemissão e ter apresentado um espectro dinâmico com morfologia bem definida.

Os resultados obtidos para o Evento 4 mostraram, à semelhança do Evento 1, uma compatibilidade entre as alturas da frente de onda EUV e da fonte de radioemissão com a utilização de  $1\times$ Newkirk (1961), conforme é mostrado na Figura 25(a). Os resultados obtidos mediante a aplicação do modelo de Cairns et al. (2009) não apresentaram também diferenças significativas em relação àqueles obtidos com a aplicação de  $1\times$ Newkirk (1961). O indício de uma propagação radial ou quase radial para a fonte de radioemissão é consistente com o confinamento das regiões de escurecimento em EUV, que ocorreu sem a formação de bolha e indicou uma expansão inicial pouco expressiva para a CME associada ao Evento 4, apesar de sua largura de  $173^\circ$  (halo parcial).

O Evento 5, por sua vez, não foi acompanhado de CME nem de onda EUV. No entanto, as imagens em EUV das regiões do *flare* C4.0 associado ao evento permitiram uma comparação entre as alturas da fonte de radioemissão e as alturas do *flare*, conforme é mostrado na Figura 25(b). A compatibilidade ocorre com a aplicação de  $1\times$  e  $2\times$ Newkirk (1961), mas principalmente com a utilização do dobro do modelo, cujos resultados são mais confiáveis, tendo em vista os instantes iniciais da radioemissão e o fato da expansão térmica responsável pelo choque não ter sido observada nas imagens em EUV.

No caso do Evento 6, a compatibilidade entre as alturas da frente de onda EUV e da fonte de radioemissão encontra-se bem definida com a utilização de  $1\times$ Newkirk (1961), conforme é mostrado na Figura 25(c). O indício de uma propagação radial ou quase radial para a fonte de radioemissão é consistente com o comportamento pouco eruptivo da CME associada ao Evento 6, que apresentou, assim como a CME associada ao Evento 1, baixa velocidade linear ( $325 \text{ km s}^{-1}$ ) e pequena largura ( $51^\circ$ ).

Os resultados da análise dos parâmetros físicos da fonte de radioemissão para os Eventos 4, 5 e 6, determinados mediante a aplicação do múltiplo do modelo de Newkirk (1961) mais apropriado para cada evento, são apresentados na Figura 26.

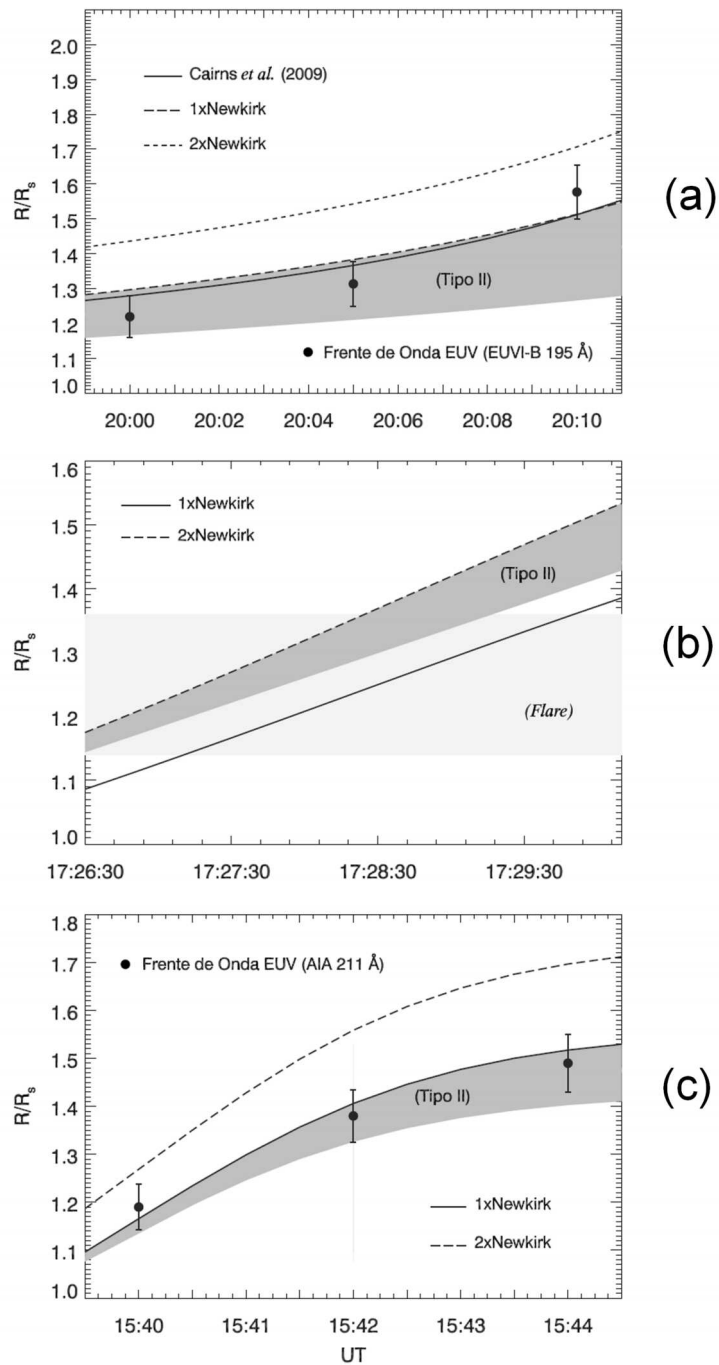


Figura 25 - Comparação entre as distâncias heliocêntricas das fontes radioemissão e das frentes de onda EUV para: (a) Evento 4, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com  $1 \times$ Newkirk (1961), que não apresentou diferenças significativas em relação ao modelo de Cairns *et al.* (2009); (b) Evento 5, desassociado de onda EUV, com as alturas do *flare* compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com  $2 \times$ Newkirk (1961); e (c) Evento 6, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com  $1 \times$ Newkirk (1961). As regiões cinza representam as alturas da fonte de emissão tipo II determinadas mediante a aplicação do múltiplo do modelo mais apropriado, considerando toda a largura de banda da radioemissão.

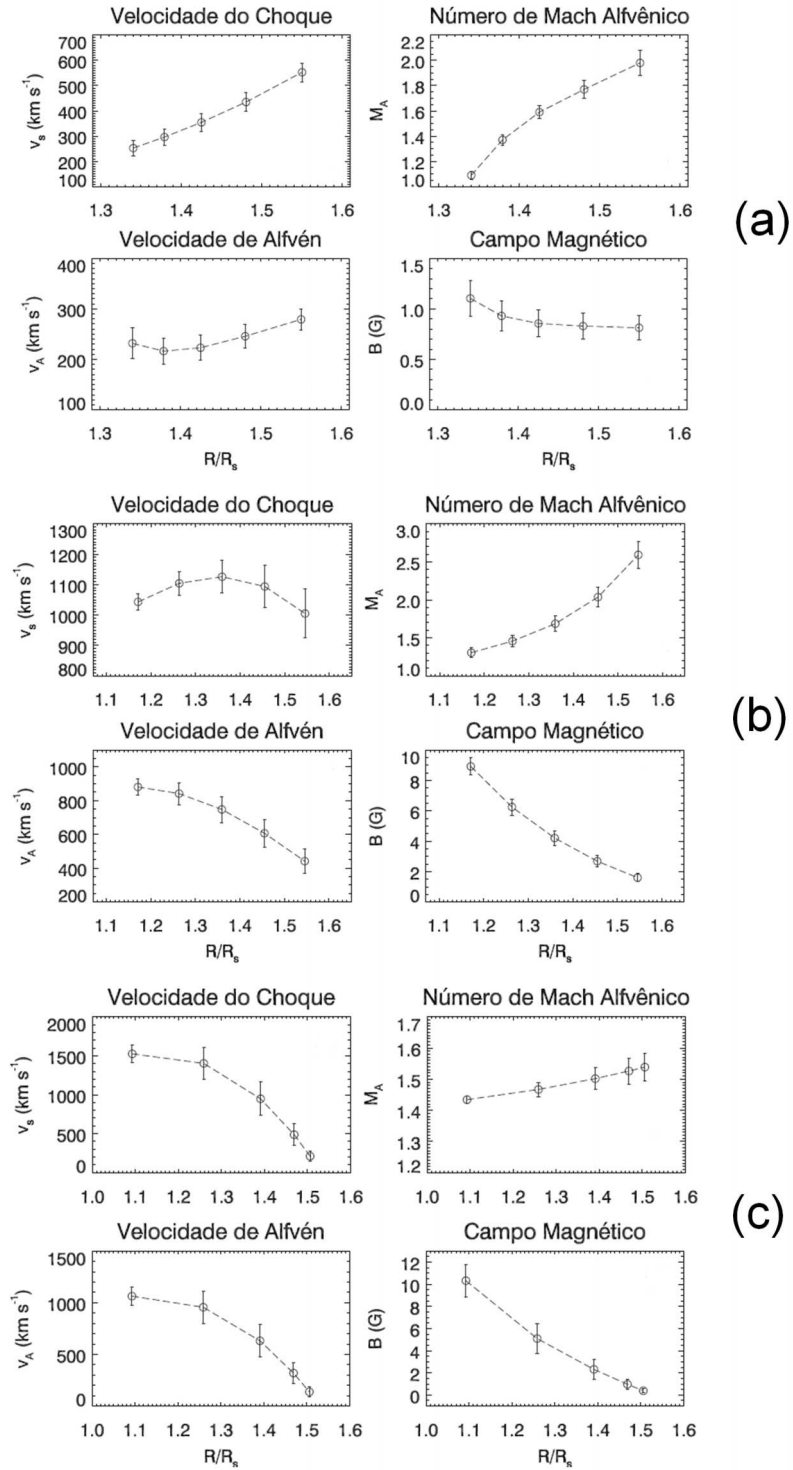


Figura 26 - Parâmetros físicos das fontes de radioemissão, determinados com relação às frequências mais baixas das radioemissões, associadas às regiões de plasma não perturbado, e mediante a aplicação dos múltiplos do modelo de densidade de Newkirk (1961) mais apropriados para os Eventos 4 (a), 5 (b) e 6 (c). As barras de erro representam os erros instrumentais das medidas, adotando um erro quadrático igual a zero.

Com uma taxa de deriva em frequência constante de  $-0,05 \text{ MHz s}^{-1}$  para a banda do fundamental, o Evento 4 esteve associado a um choque em aceleração, com velocidades de

250 a 550 km s<sup>-1</sup>, mostrado na Figura 26(a). Os resultados obtidos são consistentes com a velocidade linear da CME associada ao evento, de ~490 km s<sup>-1</sup>, e com a velocidade média das frentes de onda EUV, de 420 km s<sup>-1</sup>.

O choque associado ao Evento 4 apresentou um número de Mach alfvênico de 1,1 a 2,1 e uma velocidade de Alfvén com leve decréscimo inicial de 230 a 220 km s<sup>-1</sup>, seguido por um leve crescimento de 220 a 280 km s<sup>-1</sup>, com perfil menos atípico que aqueles obtidos para os Eventos 2 e 3. Em decorrência disso, o perfil encontrado para o campo magnético na região de propagação do choque associado ao Evento 4 revelou um leve decréscimo de 1,1 a 0,8 G, menos atípico que os perfis encontrados para os Eventos 2 e 3.

O perfil da velocidade do choque associado ao Evento 5, mostrado na Figura 26(b), revelou um choque em leve aceleração inicial, com velocidades de 1040 a 1125 km s<sup>-1</sup>, seguido por uma leve desaceleração, com velocidades de 1125 a 1005 km s<sup>-1</sup>. A pequena variação de velocidade encontrada para o choque associado ao Evento 5 é consistente com a ausência de variações bruscas nas regiões do choque observadas nas imagens em EUV.

Com um número de Mach alfvênico de 1,3 a 2,6 e um perfil decrescente para a velocidade de Alfvén, de 880 a 440 km s<sup>-1</sup>, o Evento 5 apresentou um perfil típico para o campo magnético, com intensidade de 9,0 a 1,6 G.

O comportamento pouco eruptivo do choque associado ao Evento 6, já verificado com o indício de pouco desvio de uma propagação radial para a fonte de radioemissão, foi também confirmado com o resultado obtido para o perfil da velocidade do choque, que revelou um choque em desaceleração, com velocidades de 1525 a 210 km s<sup>-1</sup>, e com a pequena variação do número de Mach alfvênico do choque, de ~1,4 a 1,5, conforme é mostrado na Figura 26(c)

Com uma velocidade de Alfvén decrescente, de 1060 a 140 km s<sup>-1</sup>, o Evento 6 apresentou um perfil típico para o campo magnético, com intensidade de 10,3 a 0,4 G.

### 5.3 Eventos 7, 8 e 9

A Figura 27 mostra os resultados da comparação entre as alturas das fontes de radioemissão e as alturas das frentes de onda EUV para os Eventos 7, 8 e 9.

Os resultados obtidos para o Evento 7 revelaram, à semelhança do Evento 2, uma compatibilidade entre as alturas da frente de onda EUV e da fonte de radioemissão com a utilização de  $3 \times \text{Newkirk (1961)}$ , conforme é mostrado na Figura 27(a). Nesse caso, no entanto, o indício de desvio de uma propagação radial para a fonte de radioemissão é

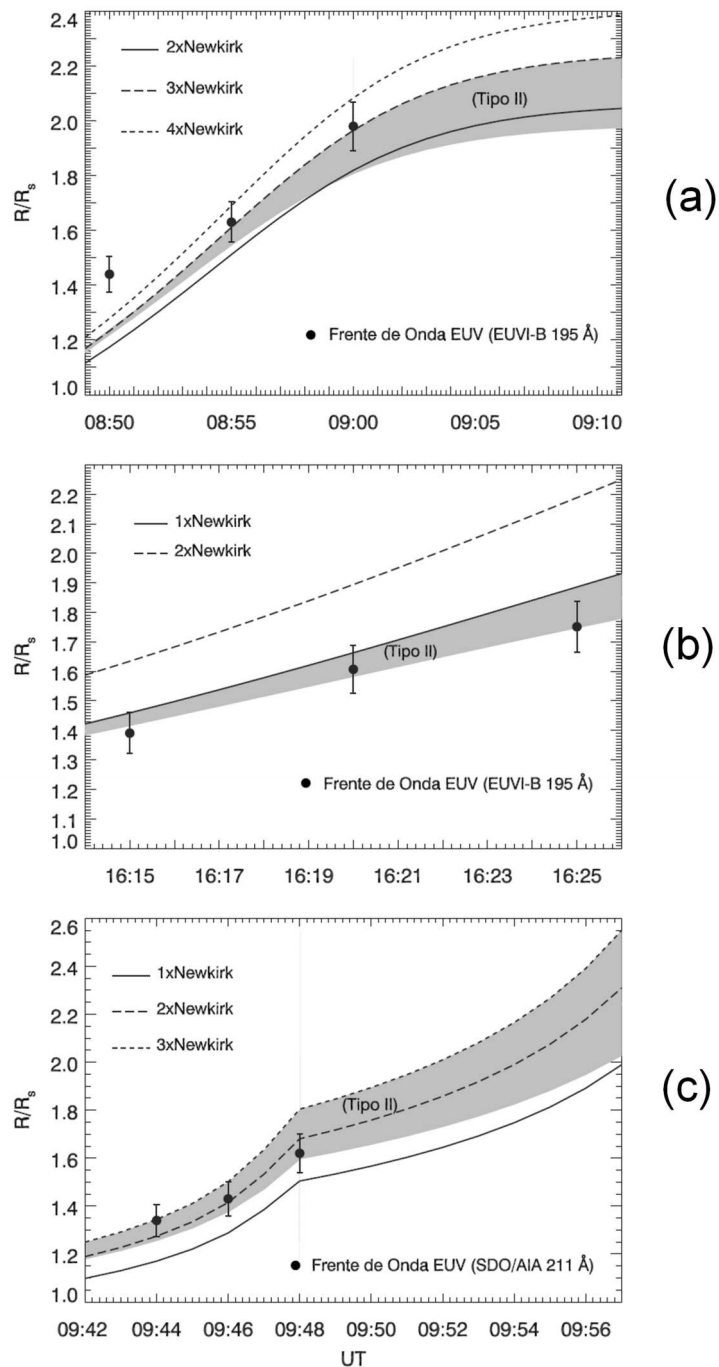


Figura 27 - Comparação entre as distâncias heliocêntricas das fontes radioemissão e das frentes de onda EUV para: (a) Evento 7, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com  $3\times$ Newkirk (1961); (b) Evento 8, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com  $1\times$ Newkirk (1961); e (c) Evento 9, com as alturas das frentes de onda EUV compatíveis com as alturas da fonte de radioemissão obtidas com  $3\times$ Newkirk (1961). As regiões cinza representam as alturas da fonte de emissão tipo II determinadas mediante a aplicação do modelo ou múltiplo do modelo mais apropriado, considerando toda a largura de banda da radioemissão.



mais forte, visto que os resultados obtidos com a aplicação de  $4 \times$ Newkirk (1961) são também compatíveis com as alturas da frente de onda EUV, considerando os erros das medidas. Releva observar que a aparente incompatibilidade das alturas para o início do evento decorre da morfologia mal definida do espectro dinâmico da radioemissão durante os instantes iniciais e não compromete os resultados obtidos.

O forte indício de uma propagação oblíqua para a fonte de radioemissão encontrado para o Evento 7 é consistente com a expressiva expansão lateral das regiões de escurecimento em EUV observada para esse evento, que, assim como o Evento 2, esteve associado a uma CME halo e não foi acompanhado de bolha EUV.

Por outro lado, os resultados obtidos para o Evento 8, mostrados na Figura 27(b), revelaram uma compatibilidade entre as alturas da frente de onda EUV e da fonte de radioemissão com a utilização de  $1 \times$ Newkirk (1961). Nesse caso, o indício de uma propagação radial ou quase radial para a fonte de radioemissão não é consistente com a largura de  $360^\circ$  da CME associada ao evento, que, assim como os Eventos 2 e 7, não foi acompanhado de bolha EUV. Entretanto, uma característica importante da CME halo associada ao Evento 8, que a distingue das CMEs halo associadas aos Eventos 2 e 7, é sua velocidade linear de apenas  $773 \text{ km s}^{-1}$ , significativamente abaixo da velocidade média das CMEs halo.

Para o Evento 9, que, por sua vez, apresentou dois regimes de deriva em frequência em seu espectro dinâmico, a comparação entre as alturas da frente de onda EUV e da fonte de radioemissão foi possível apenas para o primeiro regime, devido à limitação do campo de visão do instrumento SDO/AIA. Nesse caso, a compatibilidade das alturas ocorreu com a aplicação de  $3 \times$ Newkirk (1961), conforme é mostrado na Figura 27(c). Contudo, a compatibilidade obtida também com a aplicação do dobro do modelo é nítida para os instantes finais do primeiro regime, o que sugere uma mudança não apenas de velocidade, mas também de direção de propagação para o choque durante a mudança de regime.

O indício de um desvio significativo de uma propagação radial para a fonte de radioemissão encontrado para os instantes iniciais do Evento 9 é consistente com a largura de  $182^\circ$  da CME (halo parcial) associada ao evento.

Os resultados da análise dos parâmetros físicos da fonte de radioemissão para os Eventos 7, 8 e 9, determinados mediante a aplicação do múltiplo do modelo de Newkirk (1961) mais apropriado para cada evento, são apresentados na Figura 28.

O perfil da velocidade do choque associado ao Evento 7, mostrado na Figura 28(a), revelou um choque em desaceleração, com velocidades de  $1435$  a  $570 \text{ km s}^{-1}$ , compatíveis com a velocidade linear da CME halo associada ao evento, de  $1345 \text{ km s}^{-1}$ . Nesse caso, diferente do Evento 2, a radioemissão foi gerada após a fase de aceleração rápida da CME.

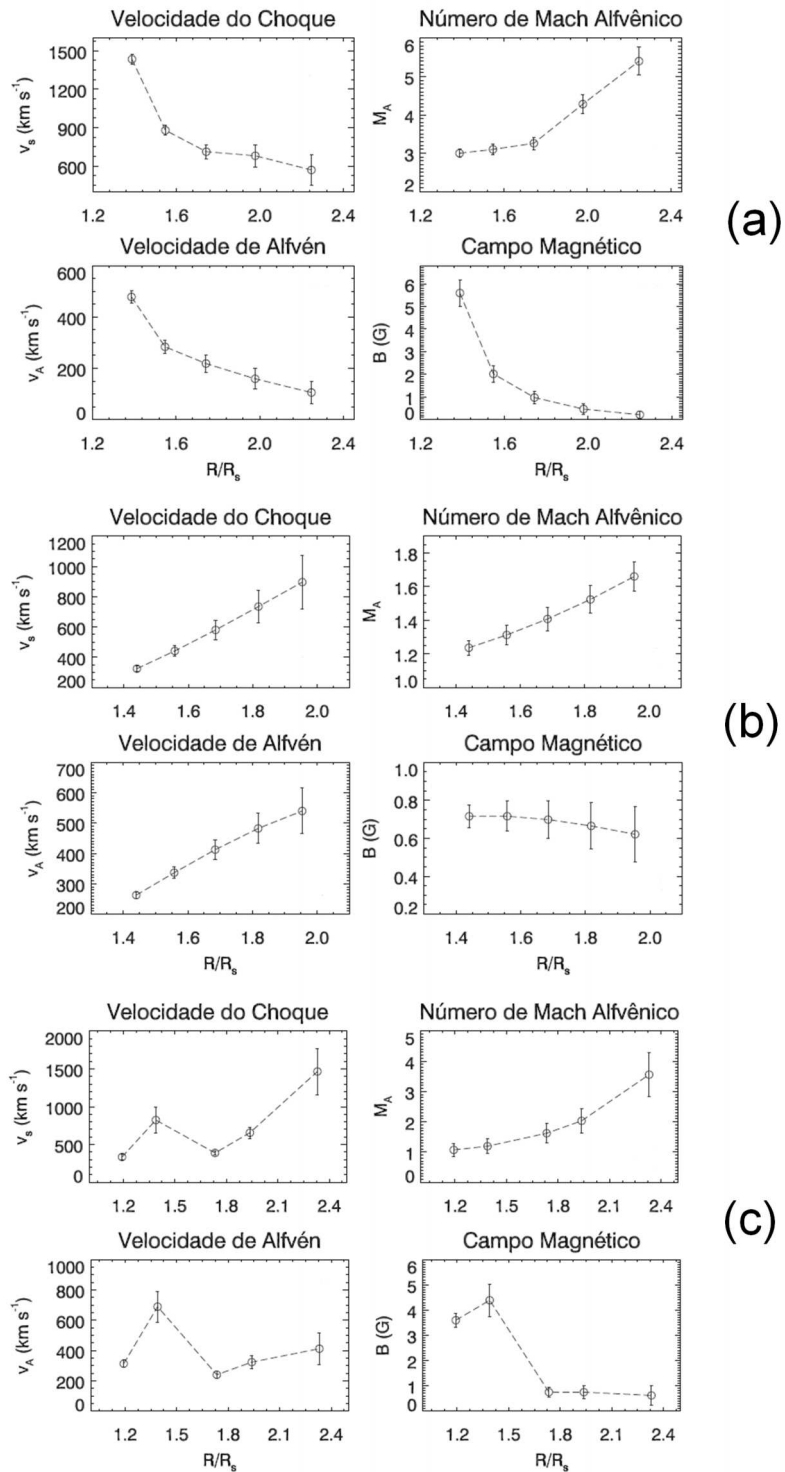


Figura 28 - Parâmetros físicos das fontes de radioemissão, determinados com relação às frequências mais baixas das radioemissões, associadas às regiões de plasma não perturbado, e mediante a aplicação dos múltiplos do modelo de densidade de Newkirk (1961) mais apropriados para os Eventos 7 (a), 8 (b) e 9 (c). As barras de erro representam os erros instrumentais das medidas, adotando um erro quadrático igual a zero.

O choque associado ao Evento 7 apresentou um número de Mach alfvênico de 3,0 a 5,4 e uma velocidade de Alfvén decrescente de 480 a  $105 \text{ km s}^{-1}$ . Um perfil típico para o campo

magnético, com intensidade de 5,6 a 0,2 G, foi também obtido para as regiões da fonte de radioemissão.

Por outro lado, o perfil da velocidade do choque associado ao Evento 8, mostrado na Figura 28(b), revelou um choque em aceleração, com velocidades de 325 a 900 km s<sup>-1</sup>, compatíveis com a velocidade linear da CME halo associada ao evento, de 773 km s<sup>-1</sup>. Nesse caso, a radioemissão foi gerada durante a fase de aceleração rápida da CME.

Com um número de Mach alfvênico de  $\sim 1,2$  a 1,7 e uma velocidade de Alfvén crescente de 260 a 540 km s<sup>-1</sup>, o choque associado ao Evento 8 apresentou um perfil de campo magnético atípico, com intensidade levemente decrescente de 0,7 a 0,6 G, praticamente estável ao longo do evento, para as regiões da fonte de radioemissão.

Por fim, o perfil da velocidade do choque associado ao Evento 9, mostrado na Figura 28(c), revelou uma aceleração inicial para o primeiro regime do choque, com velocidades de 335 a 820 km s<sup>-1</sup>, seguida por uma desaceleração, com velocidades de 820 a 390 km s<sup>-1</sup>, que precedeu à aceleração encontrada para o segundo regime, com velocidades de 390 a 1465 km s<sup>-1</sup>. Apenas os valores obtidos para os instantes iniciais de cada regime revelaram-se compatíveis com a velocidade linear da CME associada ao evento, de 386 km s<sup>-1</sup>.

O choque associado ao Evento 9 apresentou um número de Mach alfvênico de 1,1 a 3,5 e velocidade de Alfvén com perfil similar ao da velocidade do choque, com aceleração inicial, com velocidades de 310 a 690 km s<sup>-1</sup>, seguida por desaceleração, com velocidades de 690 a 240 km s<sup>-1</sup>, seguida novamente por aceleração, com velocidades de 240 a 410 km s<sup>-1</sup>.

A mudança de regime observada para o choque associado ao Evento 9 refletiu também no perfil do campo magnético, que apresentou um aumento inicial de intensidade de 3,6 a 4,4 G, seguido por uma queda de 4,4 a 0,7 G, apresentando, por fim, uma redução mais suave de 0,7 a 0,6 G durante o segundo regime do choque.

#### 5.4 Semelhanças e Discrepâncias entre os Eventos

A Tabela 2 apresenta as principais características espectrais das emissões tipo II investigadas, incluindo a classificação de localização (disco ou limbo) dos eventos.

Todos os quatro eventos que ocorreram no limbo (ou próximo ao limbo) apresentaram reabsorção da banda do fundamental, enquanto que, para os cinco eventos que ocorreram sobre o disco, apenas dois (Eventos 5 e 7) apresentaram tal característica. Esses resultados encontram-se em razoável conformidade com o padrão observacional obtido por Biesecker et al. (2002), segundo o qual, eventos tipo II que ocorrem sobre o disco são geralmente

observados com ambas as bandas de emissão, enquanto apenas a banda do harmônico é geralmente observada de modo nítido nos espectros dinâmicos dos eventos que ocorrem no limbo. Os resultados obtidos por esses autores foram baseados num estudo estatístico de 50 emissões tipo II métricas associadas à ocorrência de onda EUV.

Tabela 2 - Características espectrais e de localização dos eventos tipo II.

Evento	$f_i$ [MHz] (Harmônico)	Divisão de Banda	Reabsorção de Banda (Fundamental)	Disco	Limbo
1	~230	✓	✓	-	✓
2	~540	✓	✓	-	✓
3	~160	✓	-	✓	-
4	~130	-	-	✓	-
5	~320	-	✓	✓	-
6	~330	-	✓	-	✓
7	~220	✓	✓	✓	-
8	~80	-	-	✓	-
9	~350	✓	✓	-	✓

Segundo Vourlidas (2004), a reabsorção da banda do fundamental decorre de efeitos de profundidade óptica, sendo observada principalmente na faixa de  $\sim 0,1 - 2000$  MHz. Com isso, a observação desse fenômeno depende principalmente da direção de propagação da fonte de radioemissão em relação à linha de visada.

Apesar dos Eventos 5 e 7, como exceções ao padrão encontrado por Biesecker et al. (2002), serem estatisticamente insignificantes, eles são cientificamente importantes. O Evento 5 foi o único que não apresentou associação com onda EUV, enquanto que o Evento 7 foi o que apresentou maior indício de desvio de propagação radial para a fonte de radioemissão.

A Tabela 3 apresenta as características físicas principais dos fenômenos associados aos eventos tipo II.

Tabela 3 - Características físicas principais dos fenômenos associados aos eventos tipo II.

Evento	Velocid. Média	Velocid. Média	Velocid. Linear	Largura	Bolha	Desvio
	Choque [ $\text{km s}^{-1}$ ]	Onda EUV [ $\text{km s}^{-1}$ ]	CME [ $\text{km s}^{-1}$ ]	CME [grau]	EUV	Radial
1	715	610	320	33	✓	-
2	1330	1125	1610	360	-	✓
3	535	190	950	360	✓	-
4	380	420	495	173	-	-
5	1075	-	-	-	-	-
6	915	830	325	51	-	-
7	765	625	1345	360	-	✓
8	595	510	775	360	-	-
9	730	460	385	182	-	✓

Apenas os Eventos 2, 7 e 9 apresentaram indícios de um desvio significativo de uma propagação radial para a fonte de radioemissão. Os Eventos 2 e 7 foram acompanhados de CME halo com velocidade linear acima da média ( $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ ), o que os distinguiu dos Eventos 3 e 8, também acompanhados de CME halo. Por outro lado, o Evento 9 foi acompanhado de uma CME halo parcial e esteve associado a um choque com velocidade média superior à velocidade linear da CME, o que não foi encontrado para o Evento 4, também acompanhado de CME halo parcial.

Outro resultado interessante, mostrado na Tabela 3, é o fato das frentes de onda EUV terem apresentado, com exceção do Evento 4, uma velocidade média inferior à velocidade média do choque. Essa diferença de velocidade não compromete a compatibilidade dos fenômenos, visto que, com exceção dos Eventos 3 e 9, os valores médios para a velocidade da frente de onda EUV representam 82–91% dos valores médios obtidos para a velocidade do choque. Os valores mais baixos encontrados para os Eventos 3 e 9, de 35% e 63%, respectivamente, estão relacionados com as limitações observacionais encontradas na determinação das frentes de onda EUV para esses eventos.

A determinação da velocidade das ondas EUV a partir de suas alturas, e não apenas de suas projeções sobre o disco, considerando também apenas os instantes das emissões

tipo II, mostrou que, diferentemente do que foi encontrado por Klassen et al. (2000), as velocidades desses dois fenômenos são compatíveis. Esses autores consideraram apenas as projeções das frentes de onda EUV sobre o disco e incluíram na análise o comportamento das ondas EUV após as emissões tipo II associadas. Estudos mostram que a velocidade da expansão radial das ondas EUV é cerca de duas vezes superior à velocidade da expansão projetada dessas ondas sobre o disco (VERONIG et al., 2010; GRECHNEV et al., 2011). Além disso, estudos mostram uma desaceleração das ondas EUV após as emissões tipo II métricas associadas (GALLAGHER; LONG, 2011; PATSOURAKOS; VOURLIDAS, 2012).

A Tabela 4 apresenta as condições físicas das fontes de radioemissão e de suas regiões.

Tabela 4 - Condições físicas principais das fontes de radioemissão e de suas regiões.

Evento	Aceleração	Durante Aceleração	Após Aceleração	Perfil Típico	Perfil Típico
		Rápida (CME)	Rápida (CME)	( $v_A$ )	( $B$ )
1	+/-	✓	-	-	✓
2	+	✓	-	-	-
3	+	✓	-	-	-
4	+	✓	-	-	-
5	+/-	-	-	-	✓
6	-	-	✓	-	✓
7	-	-	✓	✓	✓
8	+	✓	-	-	-
9	+/- /+	✓	-	-	-

É interessante que apenas o Evento 7 tenha apresentado um perfil típico para a velocidade de Alfvén nas regiões do choque. Esse resultado não invalida a análise, visto que o decréscimo radial considerado típico para esse parâmetro na coroa solar não se encontra bem delimitado na literatura. Segundo Vršnak et al. (2002), o perfil da velocidade de Alfvén apresenta um mínimo para  $R = \sim 2,0 R_\odot$  e um máximo para  $R = \sim 2,5 R_\odot$ . Por outro lado, segundo Gopalswamy et al. (2009), esse parâmetro apresenta um mínimo para  $R = \sim 1,5 R_\odot$  e um máximo para  $R = \sim 3-4 R_\odot$ .

Outro aspecto interessante, mostrado na Tabela 4, é o fato de que, entre os 4 eventos que apresentaram um perfil típico para o campo magnético em suas regiões, apenas o Evento 1 ocorreu durante a fase de aceleração rápida da CME, conforme mostraram as imagens em EUV e os resultados obtidos para a velocidade do choque. Ainda assim, esses quatro eventos apresentaram um padrão no perfil da velocidade do choque: desaceleração (Eventos 6 e 7) ou aceleração/desaceleração (Eventos 1 e 5).

Os resultados obtidos para o perfil do campo magnético nas regiões dos eventos mostraram que a fase de aceleração rápida da CME é capaz de desestabilizar significativamente a configuração do campo magnético nas regiões do choque, de modo que o decrescimento radial típico da intensidade do campo magnético na coroa solar, descrito por modelos empíricos, tais como o proposto por Dulk e McLean (1978), pode não ser observado nessas regiões. Segundo Wiegmann et al. (2014), os modelos utilizados para reconstruir o campo magnético na coroa solar não são apropriados para descrever estruturas dinâmicas.

Neste estudo, ficou evidente que o argumento da incompatibilidade de velocidades, utilizado contra a hipótese de as ondas EUV serem, assim como as emissões tipo II, assinaturas de ondas de choque coronais, é pouco convincente. O comportamento atípico da velocidade do choque associado ao Evento 9, por exemplo, mostrou que o comportamento atípico da velocidade da onda EUV encontrado por Zhukov et al. (2009), não é incompatível com a natureza ondulatória do fenômeno, como defenderam esses autores.

Além disso, o fato de muitas CMEs não serem acompanhadas de onda EUV e de 45% das ondas EUV não apresentarem associação com emissão tipo II, conforme mostrado por Nitta et al. (2013), não inviabiliza a hipótese da natureza ondulatória das ondas EUV, tendo em vista que 90% das emissões tipo II estão associadas a onda EUV, conforme mostraram Klassen et al. (2000), e que toda onda EUV é acompanhada de CME, segundo Biesecker et al. (2002).

## 5.5 Comparação dos Resultados com Aqueles Publicados na Literatura

A Tabela 5 apresenta uma comparação dos resultados obtidos para os parâmetros físicos das fontes de radioemissão e para a velocidade média das ondas EUV com resultados de trabalhos publicados na literatura.

Com exceção da velocidade do choque obtida para Evento 2 e do número de Mach alfvênico encontrado para o Evento 7, que apresentaram valores significativamente altos, os resultados obtidos para os parâmetros físicos das fontes de radioemissão e para a velocidade média das ondas EUV revelaram-se bem compatíveis com os publicados na literatura.

As diferenças encontradas para os Eventos 2 e 7 podem ser explicadas pelo comportamento mais dinâmico e abrupto desses eventos.

Tabela 5 - Comparação dos resultados obtidos para a velocidade do choque ( $v_{\text{ch}}$ ), número de Mach alfvênico ( $M_A$ ), velocidade de Alfvén ( $v_A$ ), intensidade do campo magnético ( $B$ ), e velocidade média da onda EUV ( $v_{\text{EUVm}}$ ), com resultados na literatura.

Parâmetro	Presente Estudo	Literatura	
$v_{\text{ch}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	210 – 2830 210 – 1525*	200 – 2000	Aschwanden (2005)
		300 – 2200	Prakash et al. (2010)
		705 – 2132	Kim et al. (2012)
$M_A$	1, 1 – 5, 4 1, 1 – 3, 5**	1, 2 – 2, 8	Mann e Classen (1995)
		1, 1 – 1, 9	Vršnak et al. (2002)
		1, 5 – 3, 7	Gopalswamy et al. (2012)
$v_A$ [km s <sup>-1</sup> ]	105 – 1230	400 – 1300	Vršnak et al. (2002)
		200 – 1100	Gopalswamy et al. (2008)
$B$ [G]	0, 2 – 10, 3	259 – 1367	Kim et al. (2012)
		1, 9 – 2, 2	Klassen et al. (2000)
		0, 2 – 9, 0	Vršnak et al. (2002)
$v_{\text{EUVm}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	190 – 1125	0, 1 – 10, 0	Aschwanden (2005)
		736 – 1287	Kozarev et al. (2011)
		20 – 600	Gallagher e Long (2011)
		200 – 1500	Nitta et al. (2014)

\* sem o Evento 2; \*\* sem o Evento 7.



## 6 CONCLUSÃO

Este estudo consistiu numa investigação do comportamento dinâmico das fontes de emissões tipo II métricas associadas à fase de aceleração rápida de CMEs e à formação de ondas EUV. A princípio, os nove eventos tipo II selecionados para a análise, observados principalmente durante o período de máximo do ciclo solar 24, apresentaram potencial associação com onda EUV. No entanto, o estudo incluiu um evento para o qual nenhum indício de onda EUV foi observado. Os resultados obtidos para esse evento, que não apresentou associação com CME, foram importantes para a análise dos demais eventos.

Os oito eventos acompanhados de onda EUV foram também acompanhados de CME, o que corrobora a forte correlação entre os dois fenômenos.

Este estudo mostrou que a emissão tipo II métrica pode ocorrer durante ou após a fase de aceleração rápida da CME. A ocorrência de emissão tipo II métrica apenas durante a fase de aceleração rápida da CME foi relatada por Cliver et al. (2004).

A averiguação de indícios de desvio de propagação radial para a fonte de radioemissão mediante a comparação entre as alturas da fonte de radioemissão e da frente de onda EUV associada, utilizando múltiplos de um modelo empírico de densidade coronal, é um método que foi desenvolvido neste estudo, apesar de a necessidade de utilizar múltiplos de modelos de densidade para determinar a velocidade da fonte de radioemissão em razão de sua propagação oblíqua já ter sido apresentada por Classen e Aurass (2002).

Este estudo mostrou que o desenvolvimento de modelos empíricos de distribuição de densidade coronal mais eficientes depende fundamentalmente de futuras observações diretas das fontes de radioemissão, que possam confirmar os indícios de desvio de propagação radial obtidos neste estudo.

A principal contribuição deste estudo foi propor um método de investigação do desvio de propagação radial das fontes de emissões tipo II, cujos resultados mostraram-se compatíveis com o fato apresentado por Nitta et al. (2014), de que a presença de choque nas laterais das CMEs é mais provável durante o início da fase de formação da onda EUV, e também com o fato de as ondas EUV apresentarem, durante essa fase, uma velocidade superior à velocidade observada para os instantes subsequentes, conforme é mostrado por Gallagher e Long (2011), Patsourakos e Vourlidas (2012) e Nitta et al. (2013).

Por fim, este estudo mostrou que a hipótese de as ondas EUV serem, assim como as emissões tipo II, assinaturas de ondas de choque coronais, no caso de choques gerados por CMEs, é muito plausível em face das observações.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AFANASYEV, A. N.; URALOV, A. M. Coronal Shock Waves, EUV Waves, and Their Relation to CMEs. II. Modeling MHD Shock Wave Propagation Along the Solar Surface, Using Nonlinear Geometrical Acoustics. **Solar Physics**, eprint 1104.3620, p. 111, 2011. 31
- ANTIOCHOS, S. K.; DEVORE, C. R.; KLIMCHUK, J. A. A Model for Solar Coronal Mass Ejections. **The Astrophysical Journal**, v. 510, n. 1, p. 485–493, 1999. 29
- ASCHWANDEN, M. J. **Physics of the Solar Corona: an introduction with problems and solutions**. 2nd ed. Chichester, UK: Springer and Praxis Publishing Ltd., 2005. 30, 33, 45, 86
- ATTRILL, G. D. R.; HARRA, L. K.; DRIEL-GESZTELYI, L. van; DÉMOULIN, P. Coronal “Wave”: Magnetic Footprint of a Coronal Mass Ejection? **Astrophysical Journal Letters**, v. 656, p. L101–L104, 2007. 33
- BIESECKER, D. A.; MYERS, D. C.; THOMPSON, B. J.; HAMMER, D. M.; VOURLIDAS, A. Solar Phenomena Associated with “EIT Waves”. **The Astrophysical Journal**, v. 569, n. 2, p. 1009–1015, 2002. 81, 82, 85
- CAIRNS, I. H.; LOBZIN, V. V.; WARMUTH, A.; LI, B.; ROBINSON, P. A.; MANN, G. Direct Radio Probing and Interpretation of the Sun’s Plasma Density Profile. **The Astrophysical Journal**, v. 706, p. L265–L269, 2009. 17, 18, 40, 69, 70, 74, 75
- CANE, H. V.; SHEELEY, N. R. J.; HOWARD, R. A. Energetic interplanetary shocks, radio emission, and coronal mass ejections. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, p. 9869–9874, 1987. 25
- CHEN, P. F.; FANG, C.; SHIBATA, K. A Full View of EIT Waves. **The Astrophysical Journal**, v. 622, p. 1202–1210, 2005. 33
- CHO, K.-S.; GOPALSWAMY, N.; KWON, R.-Y.; KIM, R.-S.; YASHIRO, S. A High-frequency Type II Solar Radio Burst Associated with the 2011 February 13 Coronal Mass Ejection. **The Astrophysical Journal**, v. 765, n. 2, p. 148, 2013. 26
- CLASSEN, H. T.; AURASS, H. On the Association Between Type II Radio Bursts and CMEs. **Astronomy & Astrophysics**, v. 384, p. 1098–1106, 2002. 41, 42, 87
- CLIVER, E. W.; NITTA, N. V.; THOMPSON, B. J.; ZHANG, J. Coronal Shocks of November 1997 Revisited: The CME-Type II Timing Problem. **Solar Physics**, v. 225, p. 105–139, 2004. 33, 34, 87

CUNHA-SILVA, R. D.; FERNANDES, F. C. R.; SELHORST, C. L. Solar Type II Radio Bursts Recorded by the Compound Astronomical Low-Frequency Low-Cost Instrument for Spectroscopy in Transportable Observatories in Brazil. **Solar Physics**, v. 289, p. 4607–4620, 2014. 33, 43

\_\_\_\_\_. Solar type II radio bursts associated with CME expansions as shown by EUV waves. **Astronomy & Astrophysics**, v. 578, p. A38, 2015a. 26, 33, 42, 46, 47, 51, 57

\_\_\_\_\_. Shock wave driven by CME evidenced by metric type II burst and EUV wave. **Advances in Space Research**, v. 56, p. 2804–2810, 2015b. 41, 42, 46, 63

DELABOUDINIÈRE, J. P.; ARTZNER, G. E.; BRUNAUD, J.; GABRIEL, A. H.; HOCHEDÉZ, J. F.; MILLIER, F.; SONG, X. Y.; AU, B.; DERE, K. P.; HOWARD, R. A.; KREPLIN, R.; MICHELS, D. J.; MOSES, J. D.; DEFISE, J. M.; JAMAR, C.; ROCHUS, P.; CHAUVINEAU, J. P.; MARIOGE, J. P.; CATURA, R. C.; LEMEN, J. R.; SHING, L.; STERN, R. A.; GURMAN, J. B.; NEUPERT, W. M.; MAUCHERAT, A.; CLETTE, F.; CUGNON, P.; DESSEL, E. L. van. EIT: Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope for the SOHO Mission. **Solar Physics**, v. 162, p. 291–312, 1995. 26, 32

DELANNÉE, C.; AULANIER, G. Cme Associated with Transequatorial Loops and a Bald Patch Flare. **Solar Physics**, v. 190, p. 107–129, 1999. 33

DULK, G. A.; MCLEAN, D. J. Coronal Magnetic Fields. **Solar Physics**, v. 57, p. 279–295, 1978. 85

GALLAGHER, P. T.; LONG, D. M. Large-scale Bright Fronts in the Solar Corona: A Review of "EIT waves". **Space Science Reviews**, v. 158, p. 365–396, 2011. 33, 84, 86, 87

GINZBURG, V. L.; ZHELEZNYAKOV, V. V. On the Possible Mechanisms of Sporadic Solar Radio Emission (Radiation in an Isotropic Plasma). **Soviet Astronomy**, v. 2, p. 653, 1958. 35

GOLUB, L.; PASACHOFF, J. M. **The Solar Corona**. 2nd ed. Cambridge and New York: Cambridge University Press, 2010. 29, 30

GOPALSWAMY, N. Interplanetary radio bursts. In: GARY, D. E. & KELLER, C. U. (Editors). **Solar and Space Weather Radiophysics: current status and future developments**. Dordrecht: Astrophysics and Space Science Library, Kluwer Academic Publishers, p. 305–333, 2004. 25, 29

\_\_\_\_\_. Consequences of Coronal Mass Ejections in the Heliosphere. **Sun and Geosphere**, v. 1, n. 2, p. 5–12, 2006. 29

GOPALSWAMY, N.; KAISER, M. L.; THOMPSON, B. J.; BURLAGA, L. F.; SZABO, A.; LARA, A.; YASHIRO, S.; BOUGERET, J. L. Radio-rich solar eruptive events. **Geophysical Research Letters**, v. 27, p. 1427–1430, 2000. 25, 49

GOPALSWAMY, N.; NITTA, N.; AKIYAMA, S.; MÄKELÄ, P.; YASHIRO, S. Coronal Magnetic Field Measurement from EUV Images Made by the Solar Dynamics Observatory. **The Astrophysical Journal**, v. 744, p. 72, 2012. 26, 33, 71, 73, 86

GOPALSWAMY, N.; THOMPSON, W. T.; DAVILA, J. M.; KAISER, M. L.; YASHIRO, S.; MÄKELÄ, P.; MICHALEK, G.; BOUGERET, J.-L.; HOWARD, R. A. Relation Between Type II Bursts and CMEs Inferred from STEREO Observations. **Solar Physics**, v. 259, p. 227–254, 2009. 25, 44, 84

GOPALSWAMY, N.; XIE, H.; MÄKELÄ, P.; YASHIRO, S.; AKIYAMA, S.; UDDIN, W.; SRIVASTAVA, A. K.; JOSHI, N. C.; CHANDRA, R.; MANOHARAN, P. K.; MAHALAKSHMI, K.; DWIVEDI, V. C.; JAIN, R.; AWASTHI, A. K.; NITTA, N. V.; ASCHWANDEN, M. J.; CHOUDHARY, D. P. Height of shock formation in the solar corona inferred from observations of type II radio bursts and coronal mass ejections. **Advances in Space Research**, v. 51, p. 1981–1989, 2013. 25, 33

GOPALSWAMY, N.; YASHIRO, S.; AKIYAMA, S.; MÄKELÄ, P.; XIE, H.; KAISER, M. L.; HOWARD, R. A.; BOUGERET, J. L. Coronal mass ejections, type II radio bursts, and solar energetic particle events in the SOHO era. **Annales Geophysicae**, v. 26, p. 3033–3047, 2008. 86

GRECHNEV, V. V.; AFANASYEV, A. N.; URALOV, A. M.; CHERTOK, I. M.; ESELEVICH, M. V.; ESELEVICH, V. G.; RUDENKO, G. V.; KUBO, Y. Coronal Shock Waves, EUV Waves, and Their Relation to CMEs. III. Shock-Associated CME/EUV Wave in an Event with a Two-Component EUV Transient. **Solar Physics**, v. 273, p. 461–477, 2011. 84

KHAN, J. I.; AURASS, H. X-ray observations of a large-scale solar coronal shock wave. **Astronomy & Astrophysics**, v. 383, p. 1018–1031, 2002. 34

KIM, R. S.; GOPALSWAMY, N.; MOON, Y. J.; CHO, K. S.; YASHIRO, S. Magnetic Field Strength in the Upper Solar Corona Using White-light Shock Structures Surrounding Coronal Mass Ejections. **The Astrophysical Journal**, v. 746, p. 118, 2012. 46, 86

KLASSEN, A.; AURASS, H.; KLEIN, K.-L.; HOFMANN, A.; MANN, G. Radio Evidence on Shock Wave Formation in the Solar Corona. **Astronomy & Astrophysics**, v. 343, p. 287–296, 1999. 41

- KLASSEN, A.; AURASS, H.; MANN, G.; THOMPSON, B. J. Catalogue of the 1997 SOHO-EIT Coronal Transient Waves and Associated Type II Radio Burst Spectra. **Astronomy & Astrophysics Suppl. Ser.**, v. 141, p. 357–369, 2000. 26, 33, 84, 85, 86
- KLIMCHUK, J. A. Theory of Coronal Mass Ejections. In: SONG, P.; SINGER, H.; SISCOE, G. (Editors). **Space Weather**. Geophysical Monograph 125 (Washington, AGU), p. 143, 2001. 29
- KOULOUMVAKOS, A.; PATSOURAKOS, S.; HILLARIS, A.; VOURLIDAS, A.; PREKA-PAPADEMA, P.; MOUSSAS, X.; CAROUBALOS, C.; TSITSIPIS, P.; KONTOGEOGOS, A. CME Expansion as the Driver of Metric Type II Shock Emission as Revealed by Self-consistent Analysis of High-Cadence EUV Images and Radio Spectrograms. **Solar Physics**, v. 289, p. 2123–2139, 2014. 26, 33
- KOZAREV, K. A.; KORRECK, K. E.; LOBZIN, V. V.; WEBER, M. A.; SCHWADRON, N. A. Off-limb Solar Coronal Wavefronts from SDO/AIA Extreme-ultraviolet Observations - Implications for Particle Production. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 733, p. L25, 2011. 86
- LIN, J. Energetics and Propagation of Coronal Mass Ejections in Different Plasma Environments. **Chinese Journal of Astronomy & Astrophysics**, v. 2, n. 6, p. 539–556, 2002. 29
- LIN, J.; FORBES, T. G. Effects of reconnection on the coronal mass ejection process. **Journal of Geophysical Research**, v. 105, n. A2, p. 2375–2392, 2000. 29
- MAGDALENIĆ, J.; MARQUÉ, C.; ZHUKOV, A. N.; VRŠNAK, B.; VERONIG, A. Flare-generated Type II Burst without Associated Coronal Mass Ejection. **The Astrophysical Journal**, v. 746, p. 152, 2012. 25, 34
- MANN, G.; CLASSEN, H. T. Electron Acceleration to High Energies at Quasi-parallel Shock Waves in the Solar Corona. **Astronomy & Astrophysics**, v. 304, p. 576–584, 1995. 36, 86
- MANN, G.; CLASSEN, T.; AURASS, H. Characteristics of Coronal Shock Waves and Solar Type II Radio Bursts. **Astronomy & Astrophysics**, v. 295, p. 775–781, 1995. 36, 44
- MARTYN, D. F. Origin of radio emissions from the disturbed Sun. **Nature**, v. 159, p. 26, 1947. 34
- MCLEAN, D. J. Metrewave solar radio bursts. In: MCLEAN, D. J. & LABRUM, N. R. (Editors). **Solar Radiophysics: studies of emission from the Sun at metre**

**wavelengths**. Cambridge and New York, Cambridge University Press, p. 37–52, 1985. 35, 36

MELROSE, D. B. Plasma emission mechanisms. In: MCLEAN, D. J. & LABRUM, N. R. (Editors). **Solar Radiophysics: studies of emission from the Sun at metre wavelengths**. Cambridge and New York, Cambridge University Press, p. 177–210, 1985. 34

MORETON, G. E. H $\alpha$  Observations of Flare-Initiated Disturbances with Velocities  $\sim$ 1000 km/sec. **Astronomical Journal**, v. 65, p. 494, 1960. 32

MOSES, D.; CLETTE, F.; DELABOUDINIÈRE, J. P.; ARTZNER, G. E.; BOUGNET, M.; BRUNAUD, J.; CARABETIAN, C.; GABRIEL, A. H.; HOCHEDÉZ, J. F.; MILLIER, F.; SONG, X. Y.; AU, B.; DERE, K. P.; HOWARD, R. A.; KREPLIN, R.; MICHELS, D. J.; DEFISE, J. M.; JAMAR, C.; ROCHUS, P.; CHAUVINEAU, J. P.; MARIOGE, J. P.; CATURA, R. C.; LEMEN, J. R.; SHING, L.; STERN, R. A.; GURMAN, J. B.; NEUPERT, W. M.; NEWMARK, J.; THOMPSON, B.; MAUCHERAT, A.; PORTIER-FOZZANI, F.; BERGHMANS, D.; CUGNON, P.; DESSEL, E. L. van; GABRYL, J. R. EIT Observations of the Extreme Ultraviolet Sun. **Solar Physics**, v. 175, p. 571–599, 1997. 26, 32

NELSON, G. J.; MELROSE, D. B. Type II bursts. In: MCLEAN, D. J. & LABRUM, N. R. (Editors). **Solar Radiophysics: studies of emission from the Sun at metre wavelengths**. Cambridge and New York, Cambridge University Press, p. 333–359, 1985. 25, 33, 34, 35, 36

NEUPERT, W. M. Transient coronal extreme ultraviolet emission before and during the impulsive phase of a solar flare. **The Astrophysical Journal**, v. 344, p. 504–512, 1989. 32

NEWKIRK, G. J. The Solar Corona in Active Regions and the Thermal Origin of the Slowly Varying Component of Solar Radio Radiation. **The Astrophysical Journal**, v. 133, p. 983, 1961. 17, 18, 40, 42, 43, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 80

NITTA, N. V.; LIU, W.; GOPALSWAMY, N.; YASHIRO, S. The Relation Between Large-Scale Coronal Propagating Fronts and Type II Radio Bursts. **Solar Physics**, v. 289, p. 4589–4606, 2014. 32, 86, 87

NITTA, N. V.; SCHRIJVER, C. J.; TITLE, A. M.; LIU, W. Large-scale coronal propagating fronts in solar eruptions as observed by the Atmospheric Imaging Assembly on board the Solar Dynamics Observatory - an ensemble study. **The Astrophysical Journal**, v. 776, p. 58, 2013. 85, 87

- ORTA, J. A.; HUERTA, M. A.; BOYNTON, G. C. Magnetohydrodynamic Shock Heating of the Solar Corona. **The Astrophysical Journal**, v. 596, p. 646–655, 2003. 45
- PARKS, G. K. **Physics of Space Plasmas: An Introduction**. Redwood City-CA: Addison-Wesley Publishing Company, 1991. 44
- PATSOURAKOS, S.; VOURLIDAS, A. “Extreme Ultraviolet Waves” are Waves: First Quadrature Observations of an Extreme Ultraviolet Wave from STEREO. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 700, p. L181–L186, 2009. 33
- \_\_\_\_\_. On the Nature and Genesis of EUV Waves: A Synthesis of Observations from SOHO, STEREO, SDO, and Hinode. **Solar Physics**, v. 281, p. 187–222, 2012. 32, 84, 87
- PATSOURAKOS, S.; VOURLIDAS, A.; STENBORG, G. The Genesis of an Impulsive Coronal Mass Ejection Observed at Ultra-high Cadence by AIA on SDO. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 724, p. L188–L193, 2010. 71
- PRAKASH, O.; UMAPATHY, S.; SHANMUGARAJU, A.; KALAIVANI, P. P.; VRSNAK, B. Type-II Bursts in Meter and Deca - Hectometer Wavelengths and Their Relation to Flares and CMEs: II. **Solar Physics**, v. 266, p. 135–147, 2010. 86
- RAMESH, R.; LAKSHMI, M. A.; KATHIRAVAN, C.; GOPALSWAMY, N.; UMAPATHY, S. The Location of Solar Metric Type II Radio Bursts with Respect to the Associated Coronal Mass Ejections. **The Astrophysical Journal**, v. 752, n. 2, p. 107, 2012. 26
- REINER, M. J.; VOURLIDAS, A.; CYR, O. C. S.; BURKEPILE, J. T.; HOWARD, R. A.; KAISER, M. L.; PRESTAGE, N. P.; BOUGERET, J.-L. Constraints on Coronal Mass Ejection Dynamics from Simultaneous Radio and White-Light Observations. **The Astrophysical Journal**, v. 590, n. 1, p. 533–546, 2003. 34
- SCHWENN, R.; RAYMOND, J. C.; ALEXANDER, D.; CIARAVELLA, A.; GOPALSWAMY, N.; HOWARD, R.; HUDSON, H.; KAUFMANN, P.; KLASSEN, A.; MAIA, D.; MUNOZ-MARTINEZ, G.; PICK, M.; REINER, M.; SRIVASTAVA, N.; TRIPATHI, D.; VOURLIDAS, A.; WANG, Y.-M.; ZHANG, J. Coronal Observations of CMEs. Report of Working Group A. **Space Science Reviews**, v. 123, n. 1-3, p. 127–176, 2006. 29
- SELWA, M.; POEDTS, S.; DEVORE, C. R. Dome-shaped EUV Waves from Rotating Active Regions. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 747, p. L21–L24, 2012. 47
- SHANMUGARAJU, A.; MOON, Y.-J.; VRŠNAK, B. Type II Radio Bursts with High and Low Starting Frequencies. **Solar Physics**, v. 254, p. 297–310, 2009. 25, 42



- SHKLOVSKY, I. S. On the emission of radio waves by the Galaxy and the upper layers of the solar atmosphere. **Astron. Zh. USSR**, v. 23, p. 333, 1946. 34
- SMERD, S. F.; SHERIDAN, K. V.; STEWART, R. T. On Split-band Structure in Type II Radio Bursts from the Sun. **IAU Symposium**, v. 57, p. 389–393, 1974. 35, 43
- STIX, M. **The Sun: an introduction**. 2nd ed. Berlin, Germany: Springer, 2004. 29
- TEMMER, M.; VERONIG, A. M.; VRŠNAK, B.; RYBÁK, J.; GÖMÖRY, P.; STOISER, S.; MARIČIĆ, D. Acceleration in Fast Halo CMEs and Synchronized Flare HXR Bursts. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 673, p. L95–L98, 2008. 25
- THOMPSON, B. J.; PLUNKETT, S. P.; GURMAN, J. B.; NEWMARK, J. S.; CYR, O. C. S.; MICHELS, D. J. SOHO/EIT observations of an Earth-directed coronal mass ejection on May 12, 1997. **Geophysical Research Letters**, v. 25, p. 2465–2468, 1998. 26, 32
- UCHIDA, Y. Behavior of the Flare-produced Coronal MHD Wavefront and the Occurrence of Type II Radio Bursts. **Solar Physics**, v. 39, p. 431–449, 1974. 32
- VERONIG, A. M.; MUHR, N.; KIENREICH, I. W.; TEMMER, M.; VRŠNAK, B. First Observations of a Dome-shaped Large-scale Coronal Extreme-ultraviolet Wave. **Astrophysical Journal Letters**, v. 716, p. L57–L62, 2010. 32, 84
- VOURLIDAS, A. Radio observations of coronal mass ejections. In: GARY, D. E. & KELLER, C. U. (Editors). **Solar and Space Weather Radiophysics: current status and future developments**. Dordrecht: Astrophysics and Space Science Library, Kluwer Academic Publishers, p. 223–242, 2004. 29, 82
- VRŠNAK, B.; AURASS, H.; MAGDALENIĆ, J.; GOPALSWAMY, N. Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. I. Basic properties. **Astronomy & Astrophysics**, v. 377, p. 321–329, 2001. 35, 42
- VRŠNAK, B.; CLIVER, E. W. Origin of Coronal Shock Waves. Invited Review. **Solar Physics**, v. 253, n. 1-2, p. 215–235, 2008. 25, 31, 32, 34, 49
- VRŠNAK, B.; MAGDALENIĆ, J.; AURASS, H.; MANN, G. Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. II. Coronal magnetic field and Alfvén velocity. **Astronomy & Astrophysics**, v. 396, p. 673–682, 2002. 33, 34, 40, 43, 45, 73, 84, 86
- WARMUTH, A. Large-scale Globally Propagating Coronal Waves. **Living Reviews in Solar Physics**, v. 12, p. 3, 2015. 33, 40
- WIEGELMANN, T.; THALMANN, J. K.; SOLANKI, S. K. The magnetic field in the solar atmosphere. **The Astronomy and Astrophysics Review**, v. 22, p. 78, 2014. 85

WILD, J. P. Observations of the Spectrum of High-Intensity Solar Radiation at Metre Wavelengths. III. Isolated Bursts. **Australian Journal Sci. Res.**, v. 3, n. 3, p. 541–557, 1950. 34

ZHANG, J.; DERE, K. P.; HOWARD, R. A.; KUNDU, M. R.; WHITE, S. M. On the Temporal Relationship between Coronal Mass Ejections and Flares. **The Astrophysical Journal**, v. 559, n. 1, p. 452–462, 2001. 25

ZHANG, J.; DERE, K. P.; HOWARD, R. A.; VOURLIDAS, A. A Study of the Kinematic Evolution of Coronal Mass Ejections. **The Astrophysical Journal**, v. 604, n. 1, p. 420–432, 2004. 25

ZHAO, X. H.; WU, S. T.; WANG, A. H.; VOURLIDAS, A.; FENG, X. S.; JIANG, C. W. Uncovering the Wave Nature of the EIT Wave for the 2010 January 17 Event through its Correlation to the Background Magnetosonic Speed. **The Astrophysical Journal**, v. 742, p. 131–142, 2011. 47

ZHUKOV, A. N.; RODRIGUEZ, L.; PATOUL, J. de. STEREO/SECCHI Observations on 8 December 2007: Evidence Against the Wave Hypothesis of the EIT Wave Origin. **Solar Physics**, v. 259, p. 73–85, 2009. 85

## 8 ANEXOS - ARTIGOS

# Solar Type II Radio Bursts Recorded by the Compound Astronomical Low-Frequency Low-Cost Instrument for Spectroscopy in Transportable Observatories in Brazil

R.D. Cunha-Silva · F.C.R. Fernandes · C.L. Selhorst

Received: 8 March 2013 / Accepted: 29 July 2014 / Published online: 29 October 2014  
© Springer Science+Business Media Dordrecht 2014

**Abstract** It is well established that solar Type-II radio bursts are signatures of magnetohydrodynamical (MHD) shock waves propagating outward through the solar corona. Nevertheless, there are long-standing controversies about how these shocks are formed; solar flares and the coronal mass ejections (CMEs) are considered to be the most likely drivers. We present the results of the analysis of four solar Type-II bursts recorded between 20 January 2010 and 17 November 2011 by the *Compound Astronomical Low-frequency Low-cost Instrument for Spectroscopy in Transportable Observatories* (CALLISTO-BR) (in Brazil), which operates in the frequency range of 45–870 MHz. For all four solar Type-II radio bursts, which consisted of one event without band splitting and three split-band variants, the outcomes are consistent with those reported in the literature. All four Type-II radio bursts were accompanied by both solar flares and CMEs, which are associated with the impulsive phase of the flares and, very likely, with the acceleration phase of the CMEs.

**Keywords** Type II radio burst · Observational and physical parameters · CALLISTO-BR

## 1. Introduction

Solar emission at meter-wavelengths comes from the solar corona at altitudes above the position where the plasma frequency corresponds to the emission frequency. They can be used as a diagnostic tool for several eruptive solar phenomena. The observation can track both shocks and electron beams accelerated along magnetic-field lines, which are associated with active-region emissions and with long-lasting emissions during the post-flare phase.

Type-II bursts are electromagnetic waves generated from plasma oscillations that are attributed to MHD shock waves. The frequency-drift rates of Type-II bursts in the radio dynamic spectra are related to the speed of the shock, which ranges from 200 to 2000 km s<sup>-1</sup> according to Nelson and Melrose (1985). MHD shocks as generator of Type-II bursts were suggested by Uchida (1960) and Wild (1962), and the first evidence of such an association

---

R.D. Cunha-Silva (✉) · F.C.R. Fernandes · C.L. Selhorst  
IP&D, Universidade do Vale do Paraíba – UNIVAP, Av. Shishima Hifumi, 2911-Urbano, São José dos Campos, SP 12244-000, Brazil  
e-mail: rfdoug@gmail.com

came from the interpretation of Moreton (1960) waves. There is a direct correlation between flares that cause Moreton waves and those that are closely associated with Type II bursts.

The main observational features of Type II bursts are:

- fundamental and second-harmonic emission;
- duration of a few minutes ( $\approx 1 - 15$  min);
- slow frequency-drift rate ( $\approx 0.1 - 1.5$  MHz s<sup>-1</sup>);
- low cut-off frequency ( $\approx 0.1 - 60$  MHz);
- instantaneous bandwidth of a few megahertz ( $\approx 5 - 70$  MHz);
- band-splitting properties; and
- herringbone fine structures.

The frequency of the plasma oscillations is given by the electron plasma frequency  $\nu_p = 8.98 \times 10^{-3} \sqrt{n_e}$  [MHz], wherein  $n_e$  is the electron number density. The emission is observed at a multiple of this frequency, most often at the fundamental and second-harmonic frequency bands. The frequency of the fundamental emission is slightly higher than  $\nu_p$ , whereas the second-harmonic emission is around  $2\nu_p$ . The harmonic emission is based on the coalescence of two oppositely directed Langmuir waves. Experimental evidence for third-harmonic plasma emission during Type-II bursts has been reported. According to Zlotnik *et al.* (1998), two non-linear processes have been proposed to explain the occurrence of a third harmonic: the coalescence of three plasma waves, and the coalescence of a plasma wave and an electromagnetic wave at twice the plasma frequency. These authors also pointed out that an enhanced occurrence rate of Type-II bursts with three harmonic lanes at the solar limb can indicate some kind of directivity of the third-harmonic emission.

Events with a starting frequency for the fundamental emission around 100 MHz characterize the scenario of a typical meter-wavelength Type-II burst. However, Type-II events with considerably higher starting frequencies are often observed (see, *e.g.*, Vršnak *et al.*, 2002; Reiner *et al.*, 2003). They are observed even in the frequency range of 300–400 MHz (Vršnak and Cliver, 2008).

Type II bursts in the meter-wavelength range often have their fundamental and harmonic emission bands split into two parallel lanes (split-band variant). This feature is not observed in every Type-II burst and its mechanism is still not fully understood. Magnetic, Doppler, and geometrical effects, among others (*e.g.* caviton radiation), have been proposed to account for this phenomenon (see, *e.g.*, Tidman, Birmingham, and Stainer, 1966; Krüger, 1979; Treumann and Labelle, 1992). Smerd, Sheridan, and Stewart (1974) proposed one plausible and potentially significant interpretation in terms of the emission from the upstream and downstream shock regions. According to this theory, the band-splitting effect is associated with an abrupt density variation in the shock front (see, *e.g.*, Vršnak *et al.*, 2001, 2002; Cho *et al.*, 2007; Zimovets *et al.*, 2012).

Along with the slowly drifting emission lane or backbone, some Type-II bursts show some rapidly drifting emission stripes or herringbones, which arise suddenly from the backbone to both higher and lower frequencies. These fine structures are interpreted as the radio signature of electron beams accelerated at the shock front, whose velocity is in the range of  $0.05 - 0.5 c$  (Cairns and Robinson, 1987).

Most Type-II bursts are emitted by travelling coronal shocks. However, there is radio evidence of standing shocks produced by the termination of the reconnection outflow jets (see, *e.g.*, Aurass, Vršnak, and Mann, 2002; Aurass and Mann, 2004; Aurass *et al.*, 2006). According to Aurass, Vršnak, and Mann (2002), the fast-mode standing shock is formed above the post-flare loops and can be observed as a non-drifting Type-II like burst.

Although the association between shock waves and Type-II bursts is well established by observations, the details of the shock structure, the shock drivers, and the emission mecha-

nism involved in the process need to be elucidated. The specific Type-II emission theories differ primarily as to the way the Langmuir waves are generated in the plasma emission process.

Metric Type-II bursts are often accompanied by impulsive flares and are closely associated with the acceleration phase of flare-related CMEs, as reported by Vršnak and Cliver (2008). Their negative frequency-drift rate is interpreted as the outward movement of the coronal shock that can be associated with a CME and/or a sudden energy release during a flare. While some works suggest the flares as the origin of these shocks (see, *e.g.*, Klein *et al.*, 1999; Vršnak and Lulić, 2000a, 2000b; Vršnak *et al.*, 2006; Hudson *et al.*, 2003; Magdalenic *et al.*, 2008), others provide hints that CMEs are the most likely drivers (see, *e.g.*, Mancuso and Raymond, 2004; Cliver *et al.*, 2004; Gopalswamy, 2006; Lin, Mancuso, and Vourlidas, 2006; Mancuso and Avetta, 2009; Cho *et al.*, 2011).

Type-II burst investigations can, therefore, provide diagnostics of both shock waves and particle beams accelerated during the plasma-emission process. When the instantaneous bandwidth and frequency-drift rate of the backbone in the dynamic spectra of the emissions are determined, it is possible to estimate the density jump across the shock wave and the shock speed, which may contribute to a better understanding of several solar eruptive phenomena.

## 2. Observations and Data Analysis

The *Compound Astronomical Low-frequency Low-cost Instrument for Spectroscopy in Transportable Observatories* (CALLISTO), in operation at the National Institute for Space Research (INPE) – Cachoeira Paulista – Brazil (Longitude  $-45^{\circ} 0' 20''$ W and Latitude  $-22^{\circ} 41' 19''$ S), consists of two spectrometers working in the 45–870 MHz range, together with two log-periodic antennas for each linear polarization (vertical and horizontal). In the e-CALLISTO system, dynamic spectra are digitally recorded with temporal and frequency resolutions of 1.25 ms and 62.5 kHz, as reported by Benz *et al.* (2009). Given the small effective area of the log-periodic antennas of CALLISTO-BR and the spectral features of interest, the meaningful temporal and frequency resolutions are 0.25 second and 4.12 MHz.

Among the solar data recorded by CALLISTO-BR between 20 January 2010 (16:12 UT) and 17 November 2011 (14:47 UT), it was possible to identify four radio events whose dynamic spectra presented morphologies compatible with those of Type-II bursts.

Figure 1 illustrates a dynamic spectrum of a Type-II burst with band splitting for the fundamental and second-harmonic lanes, wherein it is possible to identify some of the observational parameters estimated in this article. The basic parameters are the initial time [ $t_i$ ], middle time [ $t_m$ ], final time [ $t_f$ ], initial frequency [ $\nu_i$ ], middle frequency [ $\nu_m$ ], and final frequency [ $\nu_f$ ]. The subscript *i* for the other parameters stands for instantaneous measures, such as the instantaneous bandwidth [ $\Delta\nu_i$ ] and instantaneous band split [ $BD_i$ ]. They were determined by using the flux-density maxima of the emissions and their half-flux bandwidth at each time step, whose values were averaged over time.

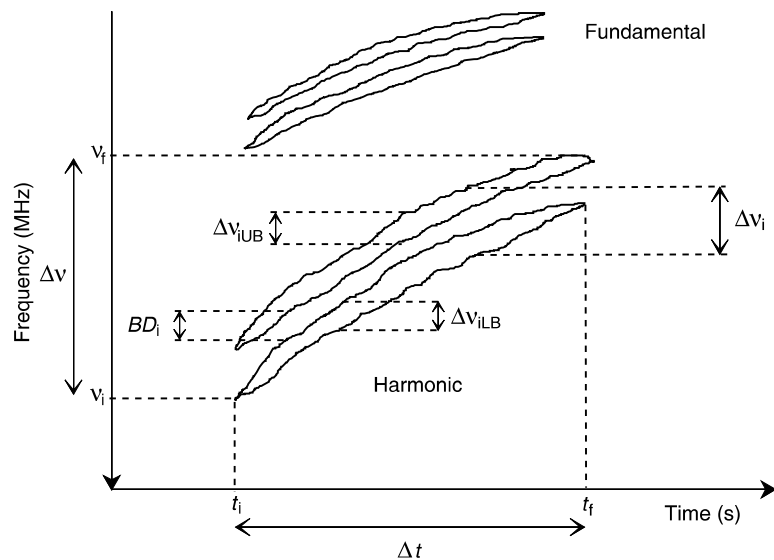
The frequency-drift rate [ $d\nu/dt$ ] was evaluated by a quadratic fit carried out on the flux-density maxima identified through spectral profiles for  $t_i$ ,  $t_m$ , and  $t_f$ .

### 2.1. Description of the Type-II Events

Figure 2 shows the dynamic spectra of the Type II bursts.

Because of sensitivity limitations and the high levels of radio frequency interference at  $\approx 80$ –140 MHz in the spectra, it was not possible to unambiguously identify the F-mode

**Figure 1** Dynamic spectrum of a Type-II burst with band splitting for both emission bands (fundamental and harmonic), wherein are illustrated some observational parameters for the emission bands and for the upper [UB] and lower [LB] branches.



emission for the events. Only possible traces of the lane were observed for Events 2 and 3 (see Figure 2).

Figure 2a shows the slow drift ( $\approx -0.3 \text{ MHz s}^{-1}$ ) (discussed in the following section) of the lane on the spectrum of Event 1. Taking into account the first flux-density maximum at  $\approx 204 \text{ MHz}$ , identified through the spectral profiles of the event, this drift is too small to support an F-mode interpretation (see, *e.g.*, Aguilar-Rodriguez *et al.*, 2005; Shanmugaraju, Moon, and Vrsnak, 2009). Similar argument holds for Event 3 (Figure 2c), which also showed too small a drift ( $\approx -0.2 \text{ MHz s}^{-1}$ ) considering the first flux-density maximum at  $\approx 200 \text{ MHz}$ , found for this event. In addition, a possible trace of the F-mode emission can be seen in the spectrum here.

The band-splitting effect is clear in the spectra of Events 2 and 4 (Figures 2b and d) and plausible for Event 3 (Figure 2c).

The third-harmonic lane on the spectrum of Event 2 is clear (Figure 2b) and also consistent with a possible trace of the F-mode emission in the spectrum. The steep drift of the main lane ( $\approx -1.6 \text{ MHz s}^{-1}$ ) agrees with its high starting frequency, taking into account the first flux-density maximum at  $\approx 340 \text{ MHz}$ , which is identified through the spectral profiles of the emission.

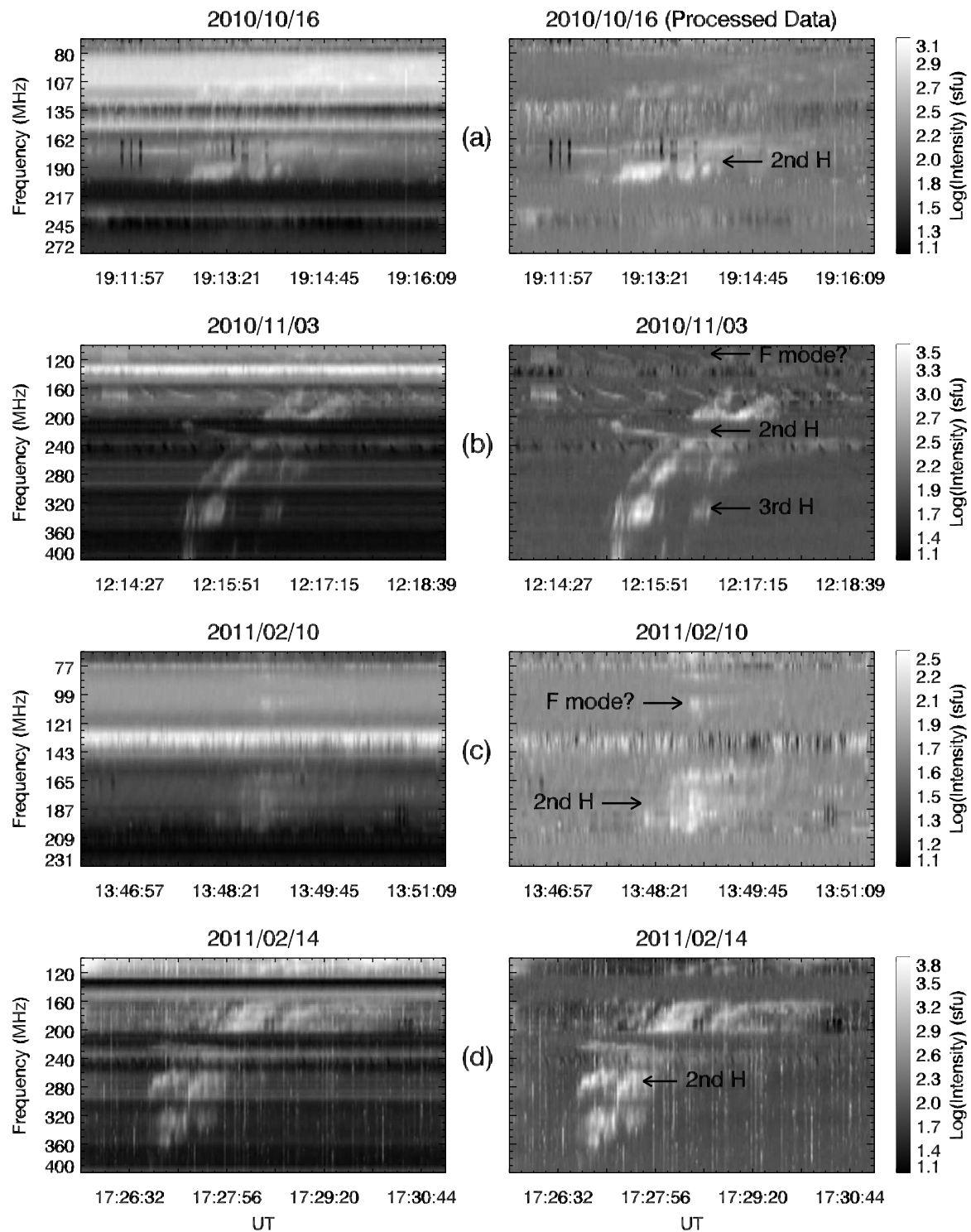
Similar to Event 2, Event 4 (Figure 2d) showed steep drift ( $\approx -1.3 \text{ MHz s}^{-1}$ ) and a high starting frequency ( $\approx 352 \text{ MHz}$  for the first flux-density maximum). However, Event 4 showed a somewhat patch spectrum without the third-harmonic emission.

We assume, according to our data and the arguments given, that we mainly see the second-harmonic lane in our spectra.

All four events were temporally associated with slow CMEs ( $\approx 350 \text{ km s}^{-1}$ ) and C- and M-class flares (see Table 1).

### 3. Results and Discussion

Since the F-mode lane was not unambiguously identified in the event spectra, all the observational parameters of the emissions were determined from the second-harmonic lane. In this section, we present the criteria adopted in determining the observational parameters, the assumptions and equations used in estimating the physical parameters of the sources, the results of the analysis, and a discussion.



**Figure 2** Dynamic spectra of Type-II bursts recorded by CALLISTO-BR on (a) 16 October 2010: an event without band-splitting effect; (b) 03 November 2010: a split-band event with second- and third-harmonic emission; (c) 10 February 2011: a faint and short split-band event; and (d) 14 February 2011: a split-band event with patched emission lanes.

### 3.1. Estimation of Observational Parameters

For events with a broad total waveband (Events 2 and 4), the initial time [ $t_i$ ] and the final time [ $t_f$ ] were determined from the flux-density maxima identified through time profiles of the emissions. For events with a narrow total waveband (Events 1 and 3), these parameters



**Table 1** Type II bursts selected for analysis and their associated solar activity.

No.	Date	UT	Morphology	Flare (onset–peak)	CME (onsets 1 and 2/observ.)		Radio events		Station	
					H $\alpha$	LASCO	STEREO	Type		UT
1	16 Oct. 2010	19:12:54	–	M2.9	1N	19:25	19:25	III	19:08	CALLISTO-BR
				19:07–19:12 NOAA AR 11112 S19W29 (436'', –402'')	19:13	18:58	–	V	19:10	SGMR
2	03 Nov. 2010	12:15:14	Split band	C4.9	–	–	12:45	I	08:39	NRH
				12:07–12:21 limb flare (no. NOAA AR)	–	–	–	IV/III	12:13	BLEN
3	10 Feb. 2011	13:48:10	Split band	C2.6	–	13:27	13:45	–	–	–
				13:33–13:52 limb flare (no. NOAA AR)	–	13:09	–	–	–	–
4	14 Feb. 2011	17:27:05	Split band	M2.2	–	17:18	17:45	III	17:25	CALLISTO-BR
				17:20–17:26 NOAA AR 11158 S20W17 (261'', –426'')	–	17:08	–	II	17:30	WAVES

**Table 2** Initial time [ $t_i$ ], final time [ $t_f$ ], duration [ $\Delta t$ ], and average drift rate [ $d\nu/dt$ ].

Event	$t_i$ [UT]	$t_f$ [UT]	$\Delta t$	$d\nu/dt$ [MHz s <sup>-1</sup> ] 2nd harmonic lane
1	19:12:54	19:15:16	142	$-0.28 \pm 0.02$
2	12:15:14	12:17:39	145	$-1.62 \pm 0.03$
3	13:48:12	13:50:14	122	$-0.18 \pm 0.01$
4	17:27:05	17:29:48	163	$-1.30 \pm 0.03$

**Table 3** Starting frequency [ $\nu_i$ ], ending frequency [ $\nu_f$ ], total bandwidth [ $\Delta\nu$ ], instantaneous band split [ $BD_i$ ], and relative band split [ $BD_i/\nu$ ].

Event	$\nu_i$ [MHz]	$\nu_f$ [MHz]	$\Delta\nu$ [MHz]	$BD_i$ [MHz]	$BD_i/\nu$
1	$204 \pm 2$	$163 \pm 2$	$41 \pm 2$	–	–
2	$340 \pm 2$	$187 \pm 2$	$153 \pm 2$	$21 \pm 2$	$0.21 \pm 0.01$
3	$200 \pm 2$	$154 \pm 2$	$45 \pm 2$	$16 \pm 2$	$0.14 \pm 0.01$
4	$352 \pm 2$	$167 \pm 2$	$186 \pm 2$	$29 \pm 2$	$0.24 \pm 0.01$

**Table 4** Instantaneous bandwidth [ $\Delta\nu_i$ ] and relative bandwidth [ $\Delta\nu_i/\nu$ ] for the upper branch [UB], the lower branch [LB], and the harmonic band.

Event		UB	LB	Harm.
1	$\Delta\nu_i$ [MHz]	–	–	$26 \pm 2$
	$\Delta\nu_i/\nu$	–	–	$0.45 \pm 0.02$
2	$\Delta\nu_i$ [MHz]	$25 \pm 2$	$29 \pm 2$	$54 \pm 2$
	$\Delta\nu_i/\nu$	$0.27 \pm 0.01$	$0.28 \pm 0.01$	$0.55 \pm 0.01$
3	$\Delta\nu_i$ [MHz]	$24 \pm 2$	$26 \pm 2$	$50 \pm 2$
	$\Delta\nu_i/\nu$	$0.20 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.01$	$0.32 \pm 0.01$
4	$\Delta\nu_i$ [MHz]	$32 \pm 2$	$29 \pm 2$	$61 \pm 2$
	$\Delta\nu_i/\nu$	$0.36 \pm 0.02$	$0.21 \pm 0.01$	$0.57 \pm 0.01$

were determined from the flux-density maxima identified through spectral profiles of the emissions. For all cases the drift rate [ $d\nu/dt$ ] for the harmonic band was estimated by a quadratic fit carried out on the flux-density maxima identified through spectral profiles for  $t_i$ ,  $t_m$ , and  $t_f$ . The average drift rates over the harmonic lane were determined from the rates estimated for  $t_i$ ,  $t_m$ , and  $t_f$  (see Table 2).

The starting frequency [ $\nu_i$ ] and the ending frequency [ $\nu_f$ ] were determined based on the emission bands identified through spectral profiles of the Type-II bursts. To estimate the instantaneous band split [ $BD_i$ ], it was necessary to identify the flux-density maxima that occurred at the same time for both emission branches (see Table 3).

The instantaneous bandwidth [ $\Delta\nu_i$ ] was determined by taking the average half-flux bandwidth at each time step for the harmonic lane. For split-band events, we took the sum of the average instantaneous bandwidth of the emission branches (see Table 4). The data were smoothed by a moving average (boxcar averaging) with a window of two elements (little smoothing effect) before the estimates.

The average drift rates for Events 1 and 3 are consistent (involving the harmonic assumption) with the power-law approximations found by Aguilar-Rodriguez *et al.* (2005) and Shanmugaraju, Moon, and Vrsnak (2009), and also agree with those found by Mann *et al.* (1996) for similar events (see Table 5). On the other hand, for Events 2 and 4, which

**Table 5** Comparison of the results obtained in this work for the average drift rates [ $d\nu/dt$ ] for the harmonic lanes with some of those found for other Type-II events reported in the literature.

Event	$\nu_i$ [MHz]	$d\nu/dt$ [MHz s <sup>-1</sup> ]	Reference
		2nd harmonic	
1	204	-0.28	This work
2	340	-1.62	
3	200	-0.18	
4	352	-1.30	
27 Feb. 1992	113	-0.39	Mann <i>et al.</i> (1996)
29 Dec. 1992	154	-0.35	
27 Dec. 1993	134	-0.25	
27 Sep. 1993	377	-1.00	Klassen <i>et al.</i> (1999)
28 Dec. 1993	303	-0.98	
07 Jul. 1994	250	-0.39	

**Table 6** Comparison of the values obtained in this work for the relative instantaneous bandwidth [ $\Delta\nu_i/\nu$ ] and band split [ $BD_i/\nu$ ] with some of those found for other Type-II events reported in the literature.

Parameter	This work	Literature	
$\Delta\nu_i/\nu$	0.12–0.57	0.16–0.53	Mann, Classen, and Aurass (1995)
$BD_i/\nu$	0.14–0.24	0.05–0.60	Vršnak <i>et al.</i> (2001)

presented high starting frequencies, the average drift rates are (involving the harmonic assumption) unusually high in magnitude. Even in the F-mode assumption, they can be considered high when compared, for instance, with those found by Klassen *et al.* (1999) for similar events (see Table 5).

The values estimated for the relative instantaneous bandwidth and band split agree with those reported by Mann, Classen, and Aurass (1995) and Vrřnak *et al.* (2001) (see Table 6). For Events 2, 3, and 4, the instantaneous band split was adopted instead of the instantaneous bandwidth to estimate the physical parameters of the sources, as presented in the following section.

### 3.2. Estimation of Source Parameters

The physical parameters of the sources can be estimated from the observational parameters of the emissions. Using the radio features to estimate the conditions in the source site of the radio emission of the shock wave without radio imaging available is only a simple approach to the source investigation, however.

#### 3.2.1. Equations

If one assumes the  $1 \times$  Newkirk (1961) density model for a radial propagation of the shock, the assumption of a shock propagating at a  $45^\circ$  angle requires a factor of  $\sqrt{2}$  for the real shock speed, which provides values similar to those estimated by using the  $4 \times$  Newkirk (1961) model (see, *e.g.*, Claßen and Aurass, 2002). Since observations support an oblique propagation of the Type-II burst sources (see, *e.g.*, Klassen *et al.*, 1999), the use of  $2-3 \times$  Newkirk (1961) model seems to avoid underestimating the shock speed.

The  $1-2 \times$  Newkirk (1961) model is commonly adopted, assuming a radial shock motion (see, *e.g.*, Vršnak *et al.*, 2001). Therefore, we applied here a three-fold Newkirk (1961) model to account for some deviation from radial propagation:

$$n_e = 3 \times n_{e0} \times 10^{4.32(\frac{R_\odot}{R})}, \quad (1)$$

where  $n_{e0} = 4.2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $R$  is the heliocentric distance and  $R_\odot$  is the solar radius.

Using the  $n \times$  Newkirk (1961) density model, the radial speed of the shock  $[dR/dt]$  can be directly derived from  $dv/dt$  and  $v_p$  as follows:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{-6.04 \times 10^6 \frac{dv}{dt}}{\ln 10 \times (2 \log(v_p) - \log(3.39n))^2 v_p}, \quad (2)$$

which provides for  $n = 3$  a practical expression for the shock speed  $[v_s]$ :

$$v_s = \frac{-6.04 \times 10^6 \frac{dv}{dt}}{\ln 10 \times (2 \log(v_p) - 1)^2 v_p}. \quad (3)$$

The electron number density  $[n_e]$  in the region of the emitting source can be estimated from the starting frequency  $[v_i]$  and ending frequency  $[v_f]$  following (Nelson and Melrose, 1985):

$$v_p \approx 8.98 \times 10^{-3} \sqrt{n_e} \text{ [MHz]}. \quad (4)$$

The density jump across the shock  $[X_n]$  can be estimated from the relative instantaneous band split  $[BD_i/\nu]$  (Vršnak *et al.*, 2002):

$$X_n \equiv \frac{n_2}{n_1} = \left( \frac{BD_i}{\nu} + 1 \right)^2. \quad (5)$$

The magnetic-field strength  $[B]$  in the region of the emitting source is estimated by using the approximation proposed by Dulk and McLean (1978) for  $1.02 \leq R/R_\odot \leq 10$ :

$$B(R) = 0.5 \left( \frac{R}{R_\odot} - 1 \right)^{-1.5} \text{ [G]}. \quad (6)$$

Assuming a shock perpendicular to the magnetic field, the Alfvén Mach number  $[M_A]$  presents the following relationship with the density jump  $[X_n]$  (Vršnak *et al.*, 2002):

$$M_A = \sqrt{\frac{X_n(X_n + 5 + 5\beta)}{2(4 - X_n)}}, \quad (7)$$

where  $\beta$  can be estimated following (Aschwanden, 2005):

$$\beta \approx 7.0 \times 10^{-15} (n_e T B^{-2}). \quad (8)$$

The Mach number  $[M_s]$ , in turn, can be evaluated by using the hydrodynamic approximation, *i.e.*  $\beta \rightarrow \infty$  (Vršnak *et al.*, 2002):

$$M_s = \sqrt{\frac{3X_n}{4 - X_n}}. \quad (9)$$

**Table 7** Shock speed [ $v_s$ ], electron number density [ $n_e$ ], magnetic-field strength [ $B$ ], density jump [ $X_n$ ], Mach number [ $M_s$ ], Alfvén speed [ $v_A$ ], Alfvén Mach number [ $M_A$ ],  $\beta$ , and temperature [ $T$ ].

Event	$v_s$ [km s <sup>-1</sup> ]	$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	$B$ [G]	$X_n$	$M_s$	$v_A$ [km s <sup>-1</sup> ]	$M_A$	$\beta$	$T$ [K]
3 × Newkirk (1961) model									
1	503	$1.0 \times 10^8$	1.5	1.9	1.6	320	1.6	0.3	$0.9 \times 10^6$
2	1078	$2.1 \times 10^8$	2.6	2.5	2.2	381	2.8	0.4	$1.7 \times 10^6$
3	672	$1.0 \times 10^8$	1.4	2.1	1.8	317	2.1	0.2	$0.7 \times 10^6$
4	1259	$2.1 \times 10^8$	2.5	2.7	2.5	378	3.3	0.6	$2.7 \times 10^6$
2 × Newkirk (1961) model (for comparison)									
1	461	$1.0 \times 10^8$	2.6	1.9	1.6	556	0.8	0.4	$3.9 \times 10^6$
2	970	$2.1 \times 10^8$	4.7	2.5	2.2	698	1.4	0.5	$7.7 \times 10^6$
3	615	$1.0 \times 10^8$	2.5	2.1	1.8	548	1.1	0.3	$2.6 \times 10^6$
4	1132	$2.1 \times 10^8$	4.6	2.7	2.5	692	1.6	0.7	$8.7 \times 10^6$

When the emission frequency [ $\nu$ ] and the magnetic-field strength [ $B$ ] are known in the region of the emitting source, the Alfvén speed [ $v_A$ ] can be estimated following Vršnak *et al.* (2002):

$$v_A = \frac{1.96 \times 10^4 \times B}{\nu}, \quad (10)$$

with  $B$  in Gauss and  $\nu$  in MHz.

For a shock perpendicular to the magnetic field,  $\beta$  can be evaluated following Vršnak *et al.* (2002):

$$\beta = \frac{M_A^2(8 - 2X_n) - X_n^2 - 5X_n}{5X_n}. \quad (11)$$

From Equation (8), the temperature of the source is given by (Aschwanden, 2005):

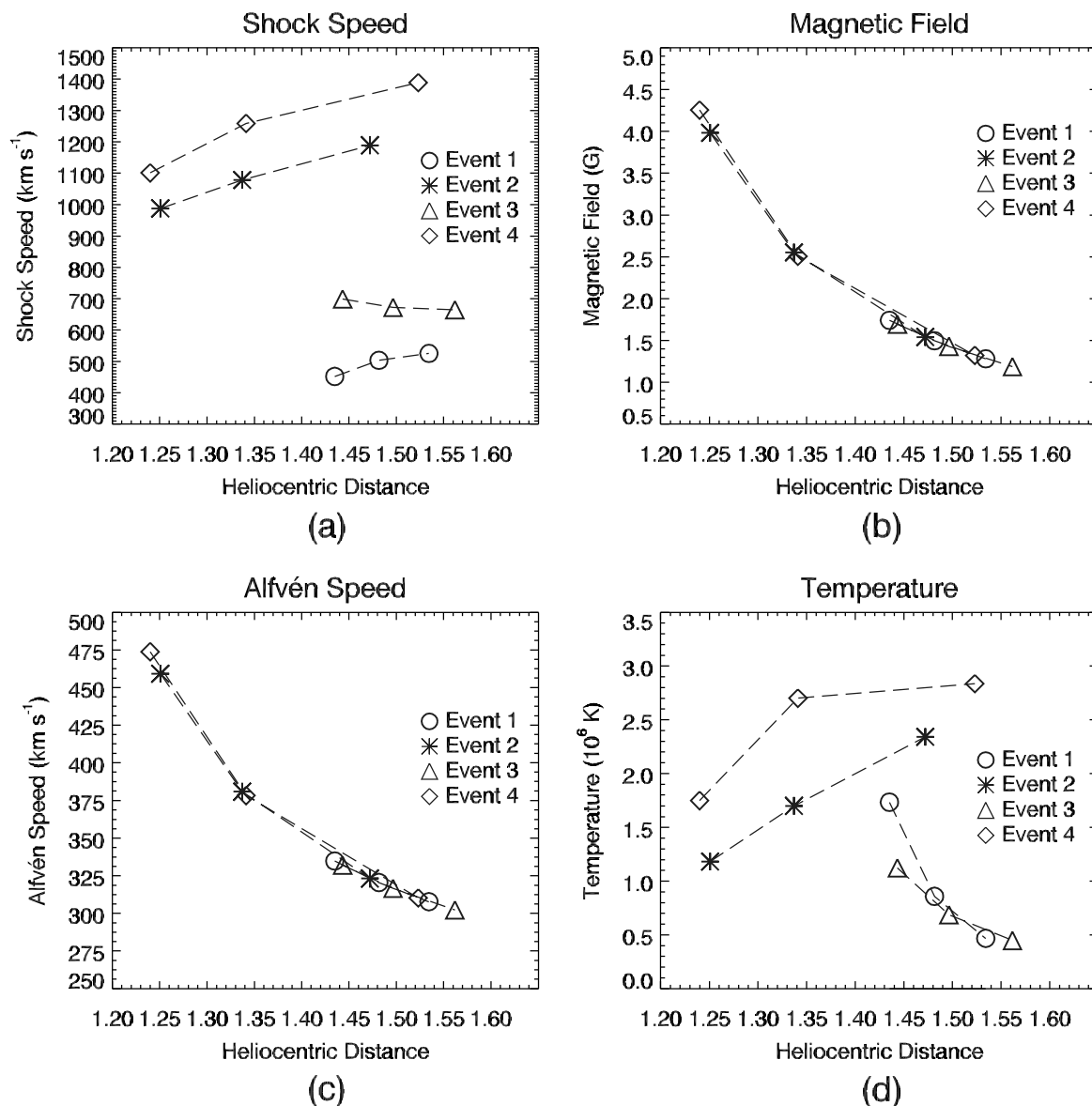
$$T \approx \frac{1.43 \times 10^{14} \times \beta B^2}{n_e}. \quad (12)$$

### 3.2.2. Results

The physical parameters of the sources of the Type-II bursts were estimated with reference to the starting, middle, and ending frequencies of the emissions. The results for the middle frequencies are presented in Table 7.

### 3.3. Interpretation and Comparison of the Source Parameters

The profiles of the main physical parameters of the radio-emission sources and their sites, defined in terms of the heliocentric distances corresponding to the starting, middle, and ending frequencies of the emissions, are presented in Figure 3. They were constructed on the assumption that the plasma density only depends on the height and were based on the 3 × Newkirk (1961) model. We also assumed a radial dependence of the magnetic-field strength, based on the model by Dulk and McLean (1978).



**Figure 3** (a) Shock speed: the accelerations found for Events 1, 2, and 4 suggest that they are early signatures of the shocks; (b) magnetic-field strength: a radial distribution based on the model by Dulk and McLean (1978), a valid approximation for the heliocentric distances of interest ( $\approx 1.2 - 1.6 R_{\odot}$ ); (c) Alfvén speed: its radial dependence is a valid approximation and reflects its dependence on the magnetic field; and (d) temperature: a clear-cut pattern can be observed: an increase for the events with high starting frequencies and a decrease for those with typical starting frequencies. These parameters were estimated with reference to the starting, middle, and ending frequencies of the emissions.

The accelerations found for the shocks in Events 1, 2, and 4 (see Figure 3a) are interesting. Even with decreasing drift rates, found by quadratic fits, the frequency ranges of these events account for these accelerations, taking into account that the shock speed is inversely proportional to the emission frequency. This suggests that these events are early signatures of the shocks. These events were more intense and presented steeper drift rates than Event 3. The shock speeds are also consistent with the radial displacement of the sources and support the harmonic assumption, especially for Events 2 and 4.

The  $3 \times$  Newkirk (1961) density model combined with the model by Dulk and McLean (1978) for the magnetic-field strength provided values consistent with those corresponding to  $R \approx 1.6 R_{\odot}$ , according to Vršnak *et al.* (2002), and with those reported by Klassen *et al.*

**Table 8** Comparison of the values found in this work with values found in the literature for the physical parameters of the sources of Type-II bursts.

Parameter	This work	Literature	
$v_s$ [km s <sup>-1</sup> ]	452–1389	270–1200 487–974	Maia <i>et al.</i> (2000) Ramesh <i>et al.</i> (2010)
$n_e$ [cm <sup>-3</sup> ]	$(0.73–3.84) \times 10^8$	$(0.83–1.7) \times 10^8$ $(4.22–8.78) \times 10^8$	Klein <i>et al.</i> (1997) Klassen <i>et al.</i> (2000)
$B$ [G]	1.19–4.25	1.9–2.2 1–7	Klassen <i>et al.</i> (2000) Vršnak <i>et al.</i> (2002)
$M_s$	1.6–2.65	1.35–1.83 1.2–1.7	Vršnak and Lulić (2000a) Cliver <i>et al.</i> (2004)
$v_A$ [km s <sup>-1</sup> ]	302–474	255–365 400–700	Klassen <i>et al.</i> (2000) Vršnak <i>et al.</i> (2002)
$M_A$	1.35–4.48	1.2–2.8 2.16–2.8	Mann and Klassen (1995) Vršnak <i>et al.</i> (2001)
$\beta$	0.16–0.98	0.07–7 0.01–0.1	Aschwanden (2005) Vršnak and Cliver (2008)
$T$ [K]	$(0.45–2.83) \times 10^6$	$(1–2) \times 10^6$ $(1–3) \times 10^6$	Klein <i>et al.</i> (1997) Aschwanden (2005)

(2000) for  $R \approx 1.35–1.63 R_\odot$  (see Table 8). On the other hand, the  $1–2 \times$  Newkirk (1961) model provides overestimated values (up to  $\approx 250\%$ ) for the magnetic-field strength if one assumes a radial shock propagation.

The height dependence of the Alfvén speed can be seen in Figure 3c. Using the  $2–10 \times$  Saito *et al.* (1970) density model, corresponding to  $\approx 1–4 \times$  Newkirk (1961) model, Vršnak *et al.* (2002) found a local minimum of  $v_A \approx 400–500$  km s<sup>-1</sup> at  $R \approx 1.7–2.2 R_\odot$ , and a maximum of  $v_A \approx 450–700$  km s<sup>-1</sup> at  $R \approx 1.8–2.5 R_\odot$ . As the events analyzed in this article were observed below these heliocentric distance ranges, the estimate of  $v_A$ , taking into account only its radial dependence, was a valid approximation, with  $v_A$  being exceeded by  $v_s$  throughout all four events. However, its values are  $\approx 30\%$  lower than those found by Vršnak *et al.* (2002) and  $\approx 25\%$  higher than those reported by Klassen *et al.* (2000) (see Table 8).

The temperature values in the source sites of the events (see Figure 3d) agree better with those reported in the literature (see Table 8) and show a pattern: an increase for the events with high starting frequencies (Events 2 and 4) and a decrease for those with typical starting frequencies (Events 1 and 3).

#### 4. Concluding Remarks

We investigated the observational features of these four Type-II bursts. We interpreted the dynamic spectra of the emissions and approximated the physical conditions in the source sites. Some interesting physical parameters were derived from the observational data, which roughly agree with the published knowledge. This shows that CALLISTO-BR works, and we are eager to obtain more events to learn more about these interesting phenomena.

**Acknowledgements** The research carried out by CELESTE was supported by CNPq (Proc. 480045/2008-9). The authors acknowledge financial support from the São Paulo Research Foundation (FAPESP), grant number 2012/08445-9. The authors acknowledge the e-CALLISTO science team and the solar physics group of INPE, particularly H.S. Sawant, for providing the solar data. RDCS acknowledges a scholarship from the São Paulo Research Foundation (FAPESP), grant number 2012/00009-5, and financial support from CAPES and UNIVAP-FVE. FCRF thanks CNPq for a scholarship granted under process 308755/2012-0. The authors are grateful to the anonymous referee for the significant and constructive remarks that helped to improve the quality and the presentation of this article.

## References

- Aguilar-Rodriguez, E., Gopalswamy, N., MacDowall, R., Yashiro, S., Kaiser, M.I.: 2005, In: Fleck, B., Zurbuchen, T.H., Lacoste, H. (eds.) *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere SP-592*, ESA, Noordwijk, 393.
- Aschwanden, M.J.: 2005, *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions*, 2nd edn. Springer, Chichester.
- Aurass, H., Mann, G.: 2004, *Astrophys. J.* **615**, 526. DOI.
- Aurass, H., Vršnak, B., Mann, G.: 2002, *Astron. Astrophys.* **384**, 273. DOI.
- Aurass, H., Mann, G., Rausche, G., Warmuth, A.: 2006, *Astron. Astrophys.* **457**, 681. DOI.
- Benz, A.O., Monstein, C., Meyer, H., Manoharan, P.K., Ramesh, R., Altyntsev, A., Lara, A., Paez, J., Cho, K.-S.: 2009, *Earth Moon Planets* **104**, 277. DOI.
- Cairns, I.H., Robinson, R.D.: 1987, *Solar Phys.* **111**, 365. DOI.
- Cho, K.-S., Lee, J., Gary, D.E., Moon, Y.-J., Park, Y.D.: 2007, *Astrophys. J.* **665**, 799. DOI.
- Cho, K.-S., Bong, S.-C., Moon, Y.-J., Shanmugaraju, A., Kwon, R.-Y., Park, Y.D.: 2011, *Astron. Astrophys.* **530**, A16. DOI.
- Claßen, H.T., Aurass, H.: 2002, *Astron. Astrophys.* **384**, 1098. DOI.
- Cliwer, E.W., Nitta, N.V., Thompson, B.J., Zhang, J.: 2004, *Solar Phys.* **225**, 105. DOI.
- Dulk, G.A., McLean, D.J.: 1978, *Solar Phys.* **57**, 279. DOI.
- Gopalswamy, N.: 2006, *Sun Geosph.* **1**(2), 5.
- Hudson, H.S., Khan, J.I., Lemen, J.R., Nitta, N.V., Uchida, Y.: 2003, *Solar Phys.* **212**, 121. DOI.
- Klassen, A., Aurass, H., Klein, K.-L., Hofmann, A., Mann, G.: 1999, *Astron. Astrophys.* **343**, 287.
- Klassen, A., Aurass, H., Mann, G., Thompson, B.J.: 2000, *Astron. Astrophys. Suppl.* **141**, 357. DOI.
- Klein, K.-L., Klassen, A., Aurass, H. (LASCO Consortium): 1997, In: Wilson, A. (ed.) *Fifth SOHO Workshop: The Corona and Solar Wind Near Minimum Activity SP-404*, ESA, Noordwijk, 461.
- Klein, K.-L., Khan, J.I., Vilmer, N., Delouis, J.-M., Aurass, H.: 1999, *Astron. Astrophys.* **346**, L53.
- Krüger, A.: 1979, *Introduction to Solar Radio Astronomy and Radio Physics*, Reidel, Dordrecht.
- Lin, J., Mancuso, S., Vourlidas, A.: 2006, *Astrophys. J.* **649**, 1110. DOI.
- Magdalenic, J., Vršnak, B., Pohjolainen, S., Temmer, M., Aurass, H., Lehtinen, N.J.: 2008, *Solar Phys.* **253**, 305. DOI.
- Maia, D., Pick, M., Vourlidas, A., Howard, R.: 2000, *Astrophys. J. Lett.* **528**, L49. DOI.
- Mancuso, S., Avetta, D.: 2009, *Earth Moon Planets* **104**, 105. DOI.
- Mancuso, S., Raymond, J.C.: 2004, *Astron. Astrophys.* **413**, 363. DOI.
- Mann, G., Classen, H.-T.: 1995, *Astron. Astrophys.* **304**, 576.
- Mann, G., Classen, T., Aurass, H.: 1995, *Astron. Astrophys.* **295**, 775.
- Mann, G., Klassen, A., Classen, H.-T., Aurass, H., Scholz, D., MacDowall, R.J., Stone, R.G.: 1996, *Astron. Astrophys. Suppl.* **119**, 489.
- Moreton, G.E.: 1960, *Astron. J.* **65**, 494. DOI.
- Nelson, G.J., Melrose, D.B.: 1985, In: McLean, D.J., Labrum, N.R. (eds.) *Solar Radiophysics: Studies of Emission from the Sun at Metre Wavelengths*, Cambridge University Press, Cambridge, 333.
- Newkirk, G. Jr.: 1961, *Astrophys. J.* **133**, 983. DOI.
- Ramesh, R., Kathiravan, C., Kartha, S.S., Gopalswamy, N.: 2010, *Astrophys. J.* **712**, 188. DOI.
- Reiner, M.J., Vourlidas, A., Cyr, O.C.S., Burkepile, J.T., Howard, R.A., Kaiser, M.L., Prestage, N.P., Bougeret, J.-L.: 2003, *Astrophys. J.* **590**, 533. DOI.
- Saito, K., Makita, M., Nishi, K., Hata, S.: 1970, *Ann. Tokyo Astron. Obs.* **12**, 53.
- Shanmugaraju, A., Moon, Y.-J., Vršnak, B.: 2009, *Solar Phys.* **254**, 297. DOI.
- Smerd, S.F., Sheridan, K.V., Stewart, R.T.: 1974, In: Newkirk, G.A. (ed.) *Coronal Disturbances, IAU Symp.* **57**, Reidel, Dordrecht, 389.
- Tidman, D.A., Birmingham, T.J., Stainer, H.M.: 1966, *Astrophys. J.* **146**, 207. DOI.
- Treumann, R.A., Labelle, J.: 1992, *Astrophys. J. Lett.* **399**, L167. DOI.



- Uchida, Y.: 1960, *Publ. Astron. Soc. Japan* **12**, 376.
- Vršnak, B., Cliver, E.W.: 2008, *Solar Phys.* **253**, 215. DOI.
- Vršnak, B., Lulić, S.: 2000a, *Solar Phys.* **196**, 157. DOI.
- Vršnak, B., Lulić, S.: 2000b, *Solar Phys.* **196**, 181. DOI.
- Vršnak, B., Aurass, H., Magdalenic, J., Gopalswamy, N.: 2001, *Astron. Astrophys.* **377**, 321. DOI.
- Vršnak, B., Magdalenic, J., Aurass, H., Mann, G.: 2002, *Astron. Astrophys.* **396**, 673. DOI.
- Vršnak, B., Warmuth, A., Temmer, M., Veronig, A., Magdalenic, J., Hillaris, A., Karlický, M.: 2006, *Astron. Astrophys.* **448**, 739. DOI.
- Wild, J.P.: 1962, *J. Phys. Soc. Japan Suppl.* **17**, B249.
- Zimovets, I., Vilmer, N., Chian, A.C.-L., Sharykin, I., Struminsky, A.: 2012, *Astron. Astrophys.* **547**, A6. DOI.
- Zlotnik, E.Y., Klassen, A., Klein, K.-L., Aurass, H., Mann, G.: 1998, *Astron. Astrophys.* **331**, 1087.

# Solar type II radio bursts associated with CME expansions as shown by EUV waves

R. D. Cunha-Silva, F. C. R. Fernandes, and C. L. Selhorst

IP&D – Universidade do Vale do Paraíba – UNIVAP, Av. Shishima Hifumi, 2911 Urbanova, São José dos Campos, SP, Brazil  
e-mail: rfldoug@gmail.com

Received 21 November 2014 / Accepted 9 April 2015

## ABSTRACT

**Aims.** We investigate the physical conditions of the sources of two metric type II bursts associated with coronal mass ejection (CME) expansions with the aim of verifying the relationship between the shocks and the CMEs by comparing the heights of the radio sources and of the extreme-ultraviolet (EUV) waves associated with the CMEs.

**Methods.** The heights of the EUV waves associated with the events were determined in relation to the wave fronts. The heights of the shocks were estimated by applying two different density models to the frequencies of the type II emissions and compared with the heights of the EUV waves. For the event on 13 June 2010 that included band-splitting, the shock speed was estimated from the frequency drifts of the upper and lower frequency branches of the harmonic lane, taking into account the H/F frequency ratio  $f_H/f_F = 2$ . Exponential fits on the intensity maxima of the frequency branches were more consistent with the morphology of the spectrum of this event. For the event on 6 June 2012 that did not include band-splitting and showed a clear fundamental lane on the spectrum, the shock speed was directly estimated from the frequency drift of the fundamental emission, determined by linear fit on the intensity maxima of the lane. For each event, the most appropriate density model was adopted to estimate the physical parameters of the radio source.

**Results.** The event on 13 June 2010 had a shock speed of 590–810 km s<sup>-1</sup>, consistent with the average speed of the EUV wave fronts of 610 km s<sup>-1</sup>. The event on 6 June 2012 had a shock speed of 250–550 km s<sup>-1</sup>, also consistent with the average speed of the EUV wave fronts of 420 km s<sup>-1</sup>. For both events, the heights of the EUV wave revealed to be compatible with the heights of the radio source, assuming a radial propagation of the type-II-emitting shock segment.

**Key words.** Sun: radio radiation – Sun: corona – Sun: flares – Sun: coronal mass ejections (CMEs)

## 1. Introduction

Radio emission stripes that slowly drift from high to low frequencies in the solar dynamic spectra are known as type II bursts and are generated from plasma oscillations that are attributed to a fast-mode magnetohydrodynamic (MHD) shock waves (Nelson & Melrose 1985). The shock propagates outwards through the corona at speeds of 200 to 2000 km s<sup>-1</sup>, as shown by the drifts of the emissions towards lower frequencies owing to the decreasing ambient density. Radial speeds can be deduced from the drift rates (~0.1–1.5 MHz s<sup>-1</sup>) of the emissions by using coronal density models.

Type II bursts were suggested to be signatures of shock waves by Uchida (1960) and Wild (1962), and the first evidence of this association came from the interpretation of the Moreton waves (Moreton 1960), which are large-scale wave-like disturbances in the chromosphere observed in H $\alpha$ . The Moreton waves propagate out of the flare site at speeds in the order of those of the shock waves that, at greater heights, cause type II bursts.

The emissions are observed at multiples of the electron plasma frequency, given by  $f_p = 8.98 \times 10^{-3} \sqrt{n_e}$  [MHz], chiefly at the fundamental and second harmonic emissions. Sometimes the third harmonic emission can be observed in the dynamic spectra of type II bursts (see, e.g., Zlotnik et al. 1998).

In the meter wavelength range, type II bursts typically show a starting frequency for the fundamental emission around 100 MHz. Nevertheless, it is common to observe events with considerably higher starting frequencies (see, e.g., Vršnak et al. 2002; Reiner et al. 2003; Vršnak & Cliver 2008). The events last

for several minutes (~1–15 min), and sometimes the emission stripes are split into two parallel lanes (band-splitting effect); the mechanism that causes this is not fully understood as yet (see, e.g., Tidman et al. 1966; Krüger 1979; Treumann & Labelle 1992). One feasible and potential interpretation of this effect was proposed by Smerd et al. (1974) in terms of the emission from the upstream and downstream shock regions, which associates this effect with an abrupt density variation at the shock front (see, e.g., Vršnak et al. 2001, 2002; Cho et al. 2007; Zimovets et al. 2012).

Although the association between type II bursts and coronal shock waves is well established, the physical relationship among metric type II bursts, flares, and coronal mass ejections (CMEs) is only poorly understood. A causal relationship between metric type II bursts and CMEs is a controversial question (see, e.g., Cliver et al. 2004; Vršnak & Cliver 2008; Prakash et al. 2010), whereas for type II bursts at dekameter and longer wavelengths there is a consensus that they are driven by CMEs (see, e.g., Cane et al. 1987; Gopalswamy et al. 2000). According to Vršnak & Cliver (2008), the source of the coronal wave seems clear in some events with starting frequencies well below 100 MHz, where the CME is accompanied only by a very weak or gradual flare-like energy release. On the other hand, according to these authors, for Moreton-wave-associated type II bursts, that have considerably higher frequencies (>300 MHz for the harmonic emission), both the CME and the flare are observed. In these cases, the CME and the flare are often tightly related and, particularly during the impulsive phase, motions of the flare plasma take place together with the CME motions, and both phenomena

are potential sources of the shocks (for a discussion see, e.g., Vršnak & Cliver 2008; Magdalenic et al. 2012).

The study of the relationship between type II bursts and CMEs can be improved by observations of propagating brightness fronts in the extreme ultraviolet (EUV), so-called EUV waves (see, e.g., Moses et al. 1997; Thompson et al. 1998). The onsets of expanding dimmings that occasionally accompany the EUV waves indicate the source regions of the CME and are related to its fast acceleration phase (see, e.g., Cliver et al. 2004). The wave nature of the EUV waves, however, is still under debate. In wave models, they are interpreted as a fast-mode wave, most likely triggered by a CME, and represent the coronal counterpart of the Moreton waves (see, e.g., Vršnak & Cliver 2008; Patsourakos & Vourlidas 2012). In the non-wave models, they are explained by other processes related to the large-scale magnetic field reconfiguration and can be interpreted as a disk projection of the expanding envelope of the CME (see, e.g., Delannée & Aulanier 1999; Chen et al. 2005; Attrill et al. 2007), being usually much slower and more diffuse (see, e.g., Klassen et al. 2000; Warmuth et al. 2004a,b). According to Klassen et al. (2000), 90% of the metric type II bursts are associated with EUV waves, but there is no correlation between their speeds.

Given that metric type II bursts are somewhat rarer than the number of flares and CMEs, case studies are helpful in investigating the dynamic behavior of the shocks associated with these phenomena (for a detailed analysis of CME-type II relationship see, e.g., Magdalenic et al. 2010). In studying the physical conditions of the sources of two metric type II bursts associated with CME expansions as shown by EUV waves, we aim to verify the relationship between the radio sources and the CMEs mainly in terms of the heights and speeds of the EUV wave fronts and the type II sources.

## 2. Observations and analysis

The type II events investigated in this article were observed by two spectrometers from extended-Compound Astronomical Low-cost Low-frequency Instrument for Spectroscopy and Transportable Observatories (e-CALLISTO)<sup>1</sup>. The dynamic spectra of the type II bursts were digitally recorded with time and frequency resolutions of 1.25 ms and 62.5 kHz (see, e.g., Benz et al. 2009).

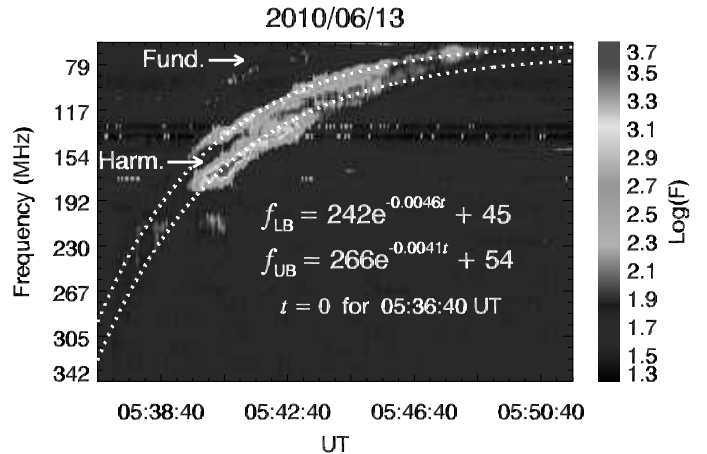
### 2.1. Event on 13 June 2010

The event on 13 June 2010 (hereafter event 1) was observed at ~05:37:10 UT by CALLISTO-OOTY (Ooty, India) in the operational frequency range of 45–442 MHz and was included in the Burst Catalog, built by C. Monstein<sup>2</sup>. This event was also observed by the radio spectrograph of Learmonth Observatory (Kozarev et al. 2011), the radio spectrograph of San Vito Observatory (Ma et al. 2011), the Hiraiso Radio Spectrograph (Gopalswamy et al. 2012), and the radio spectrograph ARTEMIS IV (Kouloumvakos et al. 2014).

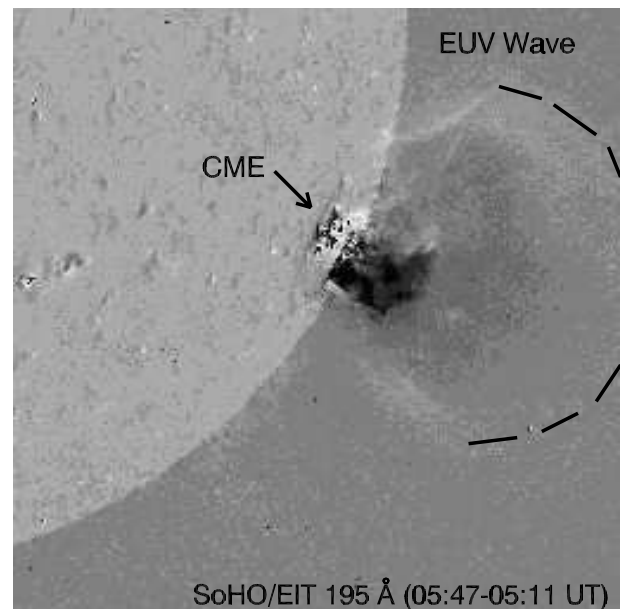
Figure 1 shows that both the fundamental and harmonic emissions are present in the dynamic spectrum of event 1, with the fundamental lane being partially reabsorbed. The bright branches of the harmonic emission showed a clear-cut band-splitting effect, with an onset at ~325 MHz. Although partially

<sup>1</sup> The e-CALLISTO data are available at [http://soleil.i4ds.ch/solarradio/data/2002-20yy\\_Callisto/](http://soleil.i4ds.ch/solarradio/data/2002-20yy_Callisto/)

<sup>2</sup> <http://e-callisto.org/papers/BurstCatalog.pdf>



**Fig. 1.** Dynamic spectrum of the type II burst (left panel) observed by CALLISTO-OOTY on June 13, 2010 at ~05:37:10 UT, with exponential fits for the upper (UB) and the lower (LB) frequency branches of the harmonic lane.



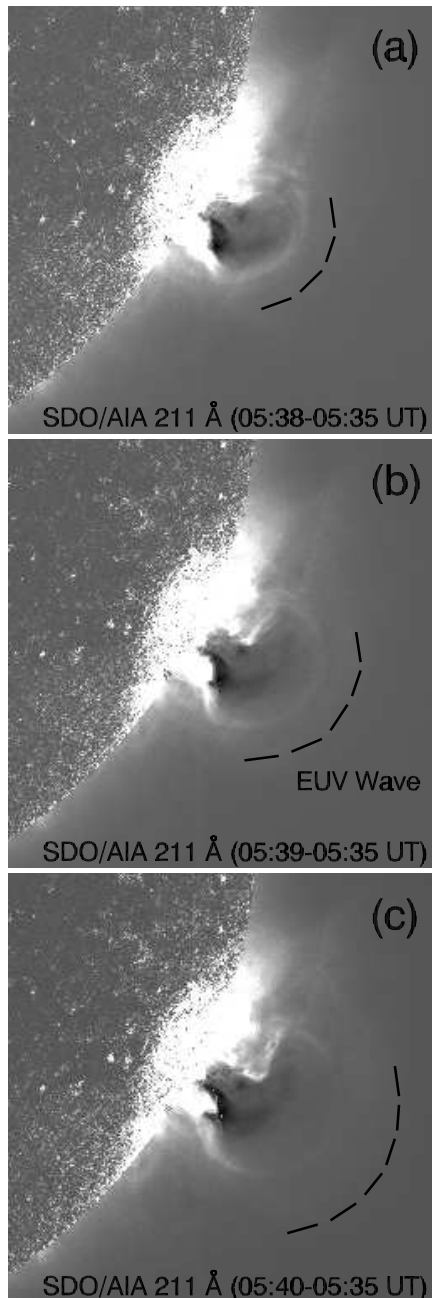
**Fig. 2.** Base-difference image of SoHO/EIT 195 Å showing the EUV wave associated with the type II emission.

reabsorbed, the band-splitting effect for the fundamental emission was also observed in the spectrum.

Event 1 was accompanied by a slow CME (~320 km s<sup>-1</sup>), observed by the Large Angle and Spectrometric Coronagraph (LASCO-C2/C3) onboard the Solar and Heliospheric Observatory (SoHO), with onset at ~05:14 UT, according to linear backward-extrapolation of the heights, provided by the LASCO CME Catalog. In addition, an M1.0 SXR flare, observed by the Geostationary Operational Environmental Satellites (GOES), with onset at ~05:30 UT and peak at ~05:39 UT, was also associated with event 1. Both the CME and the flare associated with event 1 originated from the active region NOAA 11079, close to the solar limb (S25W84).

The EUV wave associated with event 1, observed by the Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT) onboard SoHO and by the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) are shown in Figs. 2 and 3.

Exponential fits on the intensity maxima of the upper and lower frequency branches of the harmonic lane of event 1 used



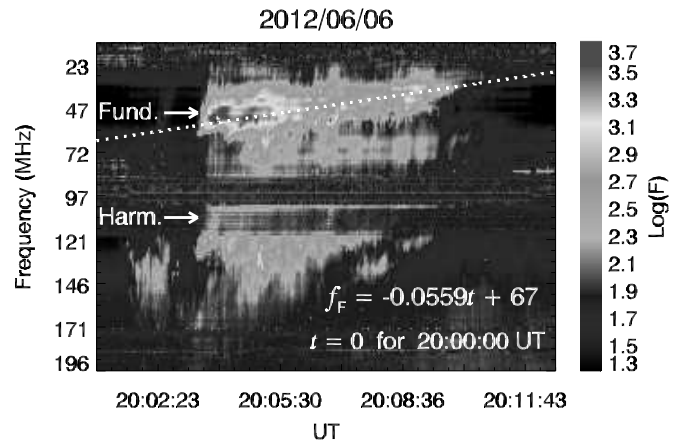
**Fig. 3.** Base-difference images of SDO/AIA 211 Å showing the CME expansion and the EUV wave associated with event 1 for: a) 05:38–05:35 UT; b) 05:39–05:35 UT; and c) 05:40–05:35 UT.

to estimate the frequency drift rate  $[df/dt]$  of the emission were more consistent with the morphology of the spectrum of the event and provided  $-(1.11-0.37)$  MHz  $s^{-1}$ . This result implies a drift of  $-(0.55-0.18)$  MHz  $s^{-1}$  for the fundamental emission, taking into account the H/F frequency ratio  $f_H/f_F = 2$ .

The instantaneous band split, given by  $BD_i = f_{UB} - f_{LB}$ , taken at each time step of 0.25 s, was in the range of 13–29 MHz for the harmonic emission of event 1.

## 2.2. Event on 6 June 2012

The event on 6 June 2012 (hereafter event 2) was observed at  $\sim 20:03:25$  UT by CALLISTO-BIR (Birr, Ireland) in the operational frequency range of 10–196 MHz. Figure 4 shows the dynamic spectrum of event 2 with both the fundamental and



**Fig. 4.** Dynamic spectrum of the type II burst observed by CALLISTO-BIR on June 6, 2012 at  $\sim 20:03:25$  UT, with linear fit for the fundamental lane.

the harmonic emissions, despite the radio frequency interference at  $\sim 90$ – $120$  MHz. A type II precursor (see, e.g., Klassen et al. 1999; Vršnak & Lulić 2000) at  $\sim 20:01:40$  UT is also present in the spectrum of event 2.

Event 2 was associated with a CME with a linear speed of  $\sim 494$  km  $s^{-1}$ , observed by LASCO-C2/C3 onboard SoHO, with onset at  $\sim 19:37$  UT, according to linear backward-extrapolation of the heights, provided by the LASCO CME Catalog. An M2.1 SXR flare, observed by GOES, with onset at  $\sim 19:54$  UT and peak at  $\sim 20:06$  UT, was also associated with event 2. Both the CME and the flare associated with event 2 originated from the active region NOAA 11494 on the solar disk (S17W08).

The expansion of the CME associated with event 2 was clear from the EUV images provided by the Extreme Ultraviolet Imager (EUVI) onboard the Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO) presented in Fig. 5.

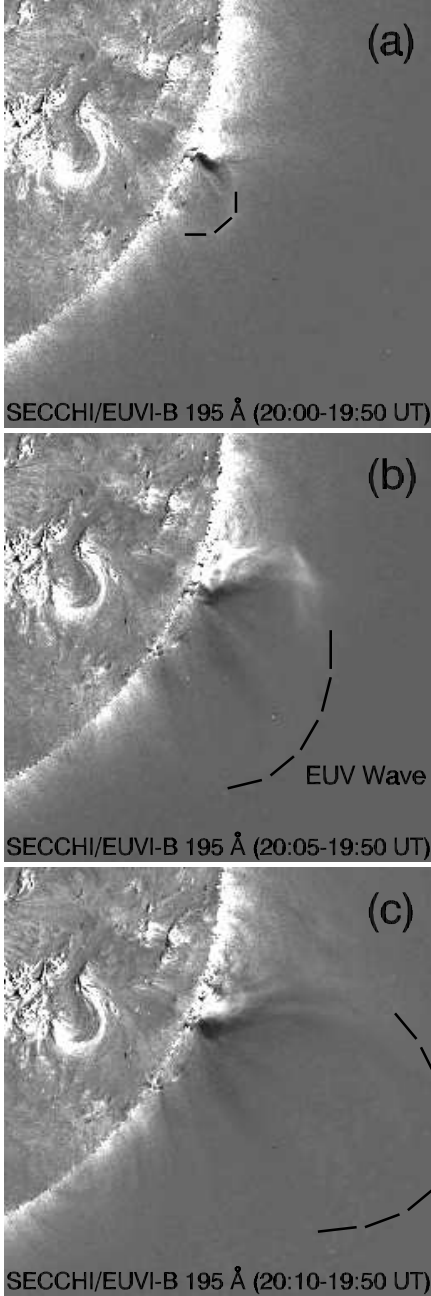
Event 2 showed an intense fundamental emission with a herringbone-like feature (see, e.g., Mann & Classen 1995) and with a linear-like frequency drift. A linear fit on the intensity maxima of the fundamental lane provided a frequency drift rate of  $-0.056$  MHz  $s^{-1}$ . Event 2 presented an instantaneous bandwidth  $[\Delta f_i]$  of 5–26 MHz for the fundamental lane, adopting the half-flux bandwidths of the maxima of the emission. Since there was no band-splitting for event 2, a different approach was used, and the instantaneous bandwidth was adopted in place of the instantaneous band split, similar to that used by Mann et al. (1995).

## 3. Physical parameters: models and equations

From the observational parameters of the type II bursts, it is possible, with some assumptions, to estimate the physical parameters of the radio sources. In this section, we present the models and equations adopted in this article.

In most cases, the use of the 1–2 $\times$ Newkirk (1961) density model to estimate the radio source speed is compatible with a radial shock motion (see, e.g., Vršnak et al. 2001), whereas the use of the 3–4 $\times$ Newkirk (1961) model is suitable for an oblique propagation of the type-II-emitting shock segment (see, e.g., Klassen et al. 1999; Classen & Aurass 2002; Cunha-Silva et al. 2014), avoiding the underestimation of the shock speed. The Newkirk (1961) density model is given by

$$n_e = n_{e0} \times 10^{4.32\left(\frac{R_0}{R}\right)}, \quad (1)$$



**Fig. 5.** Base-difference images of STEREO/SECCHI/EUVI-B 195 Å for: **a)** 20:00–19:50 UT (initial expansion of the CME,  $\sim 3$  min before the onset of the type II emission); **b)** 20:05–19:50 UT (fast expansion of the CME during the intensification of the type II emission); and **c)** 20:10–19:50 UT (disruption of the CME flux rope at the end of the type II emission).

where  $n_{e_0} = 4.2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $R$  is the heliocentric distance and  $R_\odot$  is the solar radius.

Cairns et al. (2009) extracted  $n_e(R)$  directly from coronal type III radio bursts for  $40 \leq f \leq 180$  MHz and found  $n_e \propto (R - R_\odot)^{-2}$  for  $R < 2 R_\odot$  (note that for  $R \gg R_\odot$  this falloff becomes  $n_e \propto R^{-2}$ , which is a standard solar wind property that holds for  $R \geq 10 R_\odot$ ). Thus, we adopted

$$n_e(R) = C(R - R_\odot)^{-2}, \quad (2)$$

where  $C$  is a constant determined from the time-varying radiation frequency and the radial speed of the source.

We compared these two different density-height models applied to the type II events with the heights of the associated EUV waves with the aim of determining which model is more appropriate to be adopted in estimating the physical parameters of the radio sources.

A practical expression for the radial speed of the shock  $[dR/dt]$ , for  $n \times$ Newkirk (1961) density model, is (Cunha-Silva et al. 2014)

$$\frac{dR}{dt} = \frac{-6.04 \times 10^6 \frac{df}{dr}}{\ln 10 \times (2 \log(f_p) - \log(3.39n))^2 f_p}. \quad (3)$$

The density jump at the shock front  $[X_n]$  is determined from the relative instantaneous band split  $[BD_i/f_{LB}]$  (Vršnak et al. 2002):

$$X_n = \left( \frac{BD_i}{f_{LB}} + 1 \right)^2 = \left( \frac{f_{UB}}{f_{LB}} \right)^2. \quad (4)$$

For a shock perpendicular to the magnetic field and  $\beta \rightarrow 0$ , the Alfvén Mach number  $[M_A]$  is (Vršnak et al. 2002)

$$M_A = \sqrt{\frac{X_n(X_n + 5)}{2(4 - X_n)}}. \quad (5)$$

The Alfvén speed  $[v_A]$ , in turn, can be obtained directly from the shock speed  $[v_s]$  and  $M_A$ :

$$v_A = \frac{v_s}{M_A}. \quad (6)$$

Finally, the magnetic-field strength  $[B]$  in regions of shock surrounding a CME can be estimated using (Kim et al. 2012)

$$B = 5.0 \times 10^{-7} v_A \sqrt{n_e} \text{ [G]}. \quad (7)$$

## 4. Results and discussion

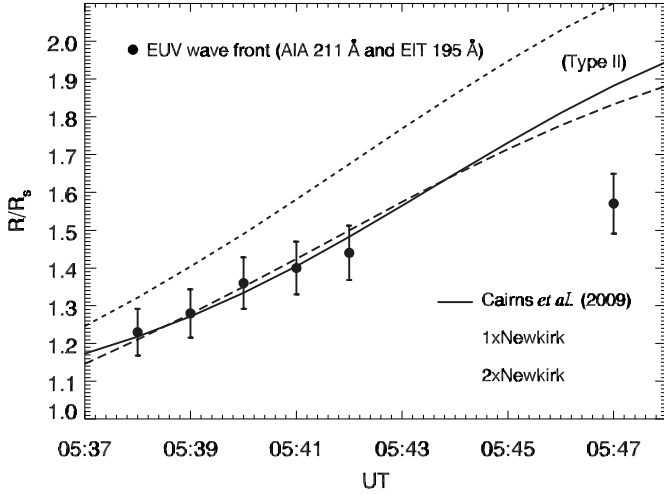
We compared the heights of the EUV wave fronts with the heights of the radio sources and then estimated the physical parameters of the radio sources by applying the more appropriate coronal density model, taking into account that under the assumed band-split interpretation for event 1, the application of coronal density models to the lower-frequency branch is more appropriate to estimate the shock kinematics, since it represents the emission from undisturbed corona.

### 4.1. Event 1

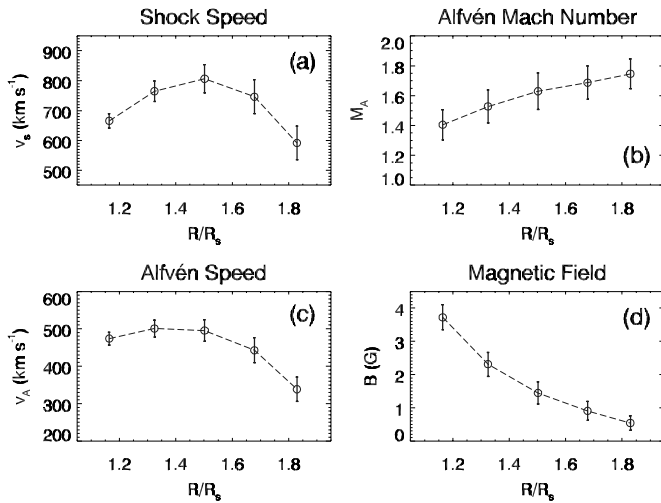
Figure 6 shows the type II heights, obtained with the density models of  $1-2 \times$ Newkirk (1961) and of Cairns et al. (2009), and the heights of the EUV wave fronts associated with event 1. We adopted 10% of the measures for the error bars of the EUV wave fronts, considering the uncertainties of 7–12% in the measurements.

Figure 6 shows that the heights of the EUV wave fronts associated with event 1 are consistent with the heights of the type II emission obtained with the density models of  $1 \times$ Newkirk (1961) and of Cairns et al. (2009) for the first five minutes of the event, supporting a quasi-radial propagation of the type-II-emitting shock segment.

Given that the models of  $1 \times$ Newkirk (1961) and of Cairns et al. (2009) provided results consistent with the heights of the EUV wave fronts for event 1, we adopted the former to estimate the physical parameters of the radio source for this event.



**Fig. 6.** Comparison of the type II heights, obtained with the density models of 1–2×Newkirk (dashed lines) and Cairns et al. (2009; solid line), applied to the frequencies provided by the exponential fit on the intensity maxima of the lower-frequency branch, with the heights of the EUV wave fronts (five data points from SDO/AIA 211 Å, limited by the field of view (FOV) of the instrument, and one data point from SoHO/EIT 195 Å, at the end of the type II emission), for event 1. The models of 1×Newkirk and of Cairns et al. (2009) provided similar results for event 1.



**Fig. 7.** Physical parameters of the radio source for event 1: **a)** shock speed, calculated from the frequency drift [ $df/dt$ ] and the plasma frequency [ $f_p$ ]; **b)** Alfvén Mach number, calculated from the density jump at the shock front [ $X_n$ ]; **c)** Alfvén speed, calculated from the shock speed [ $v_s$ ] and the Alfvén Mach number [ $M_A$ ]; and **d)** magnetic field strength, calculated from the electron number density [ $n_e$ ] and the Alfvén speed [ $v_A$ ]. The values were determined with respect to the central frequencies of the lower-frequency branch of the radio emission.

In Fig. 7, the physical parameters of the radio source for event 1 are presented as a function of the heliocentric distance. The error bars of the estimates were defined as the instrumental errors of the measures, considering a quadratic error equal to zero.

Figure 7a shows that a shock speed of 590–810 km s<sup>-1</sup> as found for event 1 is consistent with the initial and average speeds of the EUV wave fronts of 720 and 610 km s<sup>-1</sup>. Our results show an accelerating shock with a speed of 665–810 km s<sup>-1</sup> during the first five minutes of the type II emission, followed by a shock deceleration, with speeds of 810 to 590 km s<sup>-1</sup> for the following five minutes of the event, which is consistent with the strong

acceleration (up to speeds of ~400 km s<sup>-1</sup>) followed by the deceleration of the EUV bubble associated with the CME, found by Patsourakos et al. (2010). A similar behavior was reported by Gopalswamy et al. (2012), who found an accelerating shock with speeds of ~590–720 km s<sup>-1</sup> for the first three minutes of the type II emission, followed by a shock deceleration with speeds of ~720 to 640 km s<sup>-1</sup> for the next two minutes. The adoption of the central frequencies of the lower-frequency branch to estimate the heights of the radio source has accounted for our higher values. However, our results are different from those obtained by Vasanth et al. (2014), who found a sharp decrease in the shock speed, from 820 km s<sup>-1</sup> to 580 km s<sup>-1</sup>, for 05:39–05:41 UT (three and five minutes after the onset of the type II emission). Our estimates of the frequency drift rate using exponential fits on the intensity maxima of the radio emission may be responsible for these differences.

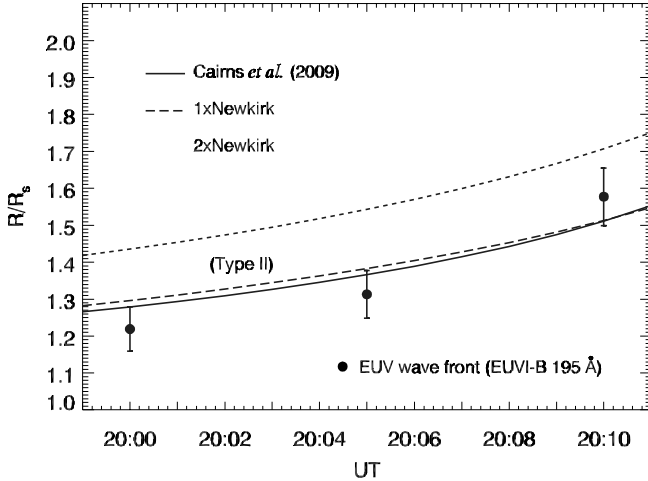
A slightly increasing Alfvén speed of 470–500 km s<sup>-1</sup> for the first three minutes of event 1, followed by a decrease from 500 to 340 km s<sup>-1</sup>, shown in Fig. 7c, was the result of a direct determination of this parameter from the shock speed and the Alfvén Mach number, and is marginally compatible with the typical decrease of this parameter in regions of shock formation ( $R < 2 R_\odot$ ) (see, e.g., Vršnak et al. 2002). This finding, however, is somewhat different from that reported by Gopalswamy et al. (2012), who found a sharp increase in the Alfvén speed of ~140–460 km s<sup>-1</sup> for the first three minutes of the type II emission, followed by a decrease from ~460 to 410 km s<sup>-1</sup>. The values found by us and by Gopalswamy et al. (2012) are below those reported by Vršnak et al. (2002), who found 600–1000 km s<sup>-1</sup> for the heliocentric distances of ~1.2–1.8, applying a fifth degree polynomial fit on measurements based on observational data.

A magnetic field strength of 0.5–3.7 G, for the heliocentric distances of ~1.2–1.8, found for event 1, is consistent with the values of about 1.2–5.0 G reported by Vršnak et al. (2002) for these heliocentric distances, obtained by a power-law fit on measurements based on observational data, assuming the coronal density model of 2×Newkirk (1961). Considering the error bars of our estimates, shown in Fig. 7d, a magnetic field strength of 2.3 G for a shock speed of ~760 km s<sup>-1</sup>, obtained for three minutes after the onset of the type II emission, is consistent with the magnetic field strength of 1.7–1.9 G found by Kouloumvakos et al. (2014) for a shock speed of ~700 km s<sup>-1</sup>. Our higher values for the initial heights of the type II emission are due to our higher values for the Alfvén speed, even with our higher Alfvén Mach number of 1.4–1.7, against 1.3–1.5, found by Kouloumvakos et al. (2014). Our values for the Alfvén Mach number are consistent with the measurements of about 1.1–1.9 reported by Vršnak et al. (2002) for the heliocentric distances of ~1.3–2.5.

#### 4.2. Event 2

Taking the analysis of event 1 as a touchstone for the analysis of event 2, we compared the heights of the EUV wave fronts with the heights of the radio source and determined the physical parameters of the radio source with the more appropriate model, adopting similar criteria and the same equations. Figure 8 shows the type II heights, obtained with the density models of 1–2×Newkirk (1961) and of Cairns et al. (2009) and the heights of the EUV wave fronts associated with event 2.

As found for event 1, the heights of the EUV wave fronts associated with event 2 are consistent with the heights of the type II emission obtained with the density models of 1×Newkirk (1961) and of Cairns et al. (2009), as is clear from Fig. 8, supporting a



**Fig. 8.** Comparison of the type II heights obtained with the density models of 1–2×Newkirk (dashed lines) and of Cairns et al. (2009; solid line), applied to the frequencies provided by the linear fit on the intensity maxima of the fundamental emission, with the heights of the EUV wave fronts (three data points from STEREO/EUVI-B 195 Å) for event 2. Similarly as for event 1, the models of 1×Newkirk and of Cairns et al. (2009) are equivalent for event 2.

quasi-radial propagation of the type-II-emitting shock segment. In this case, however, we found a radio source moving away from the Sun more slowly than the EUV wave fronts.

The morphology of the spectrum of event 2, with a linear-like frequency drift, accounts for the greater similarity between the results for the heights of the radio source provided by the density models of 1×Newkirk (1961) and of Cairns et al. (2009). Again, we adopted the former to estimate the physical parameters of the radio source of event 2. In Fig. 9, the physical parameters of the radio source for event 2 are presented as a function of the heliocentric distance.

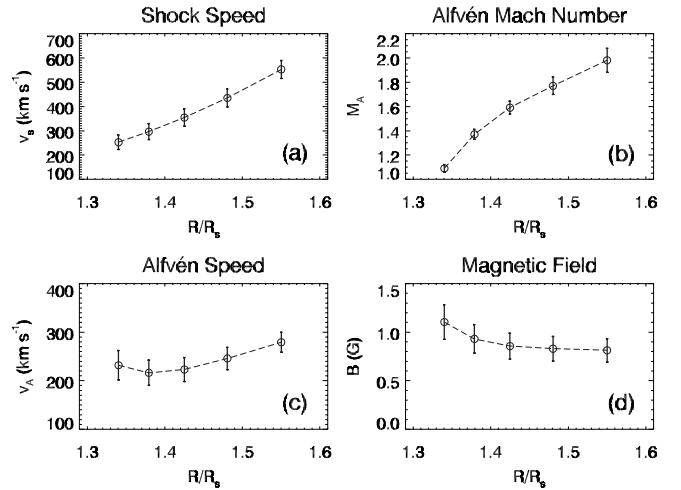
In Fig. 9a, an accelerating shock with speeds of 250–550 km s<sup>-1</sup> indicates radio emission from the early stages of a shock driven by CME expansion during its fast acceleration phase. This interpretation is consistent with the linear speed of the associated CME of 490 km s<sup>-1</sup>, which is higher than the average speed of the associated EUV wave fronts of 420 km s<sup>-1</sup>.

The Alfvén speed determined directly from the shock speed and the Alfvén Mach number, according to Eq. (6), showed a somewhat atypical behavior for event 2 that is due to a combination of an increasing shock speed with an increasing Alfvén Mach number of 1.1–2.1. Different from what was obtained for event 1, we found a slightly decreasing Alfvén speed of 230 to 220 km s<sup>-1</sup>, followed by an increase of 220–280 km s<sup>-1</sup>, shown in Fig. 9c. Our values for the Alfvén Mach number are consistent with the measurements of about 1.1–1.9 reported by Vršnak et al. (2002) for heliocentric distances of ~1.3–2.5.

Another interesting feature of Fig. 9d, is a comparatively slow decrease of the magnetic field strength, which becomes almost constant between  $R = 1.45$  and 1.55. This somewhat atypical behavior could be attributed to the fact that the magnetic field strength estimate depends not only on the coronal density, but also on the estimate of the Alfvén speed based on Eq. (7), which accounts for this somewhat atypical behavior.

## 5. Conclusions

We investigated two solar type II radio bursts associated with EUV waves, one of which included a split-band event, with the fundamental emission partially reabsorbed, that took place close



**Fig. 9.** Physical parameters of the radio source for event 2: **a)** shock speed, calculated from the frequency drift [ $df/dt$ ] and the plasma frequency [ $f_p$ ]; **b)** Alfvén Mach number, calculated from the density jump at the shock front [ $X_n$ ]; **c)** Alfvén speed, calculated from the shock speed [ $v_s$ ] and the Alfvén Mach number [ $M_A$ ]; and **d)** magnetic field strength, calculated from the electron number density [ $n_e$ ] and the Alfvén speed [ $v_A$ ]. The values were determined with respect to the lower frequencies of the fundamental lane of the radio emission.

to the limb, and one event without band-splitting, with both the fundamental and harmonic emissions intense on the spectrum, that took place on the disk. Both events agreed with the observational pattern reported by Biesecker et al. (2002) that type II events on the disk are often observed in the fundamental and harmonic emissions, whereas only the harmonic emission is usually observed for those at the limb.

For both events, the heights of the EUV wave fronts are compatible with the heights of the radio source obtained with the density models of 1×Newkirk (1961) and of Cairns et al. (2009), supporting a quasi-radial propagation of the type-II-emitting shock segment for the events.

The finding of an accelerating shock during the first five minutes of event 1, followed by a shock deceleration for the next five minutes of the event, is consistent with the strong acceleration followed by deceleration of the EUV bubble associated with the event found by Patsourakos et al. (2010) and is also consistent with a similar shock speed behavior reported by Gopalswamy et al. (2012) for the first five minutes of the event.

The finding of an accelerating shock throughout event 2 proved to be consistent with the kinematics of the EUV wave fronts, which we found to be moving faster than the radio source.

Our results support a close association between the radio source and the CME expansion for both events, as shown by the close relation between the type-II-emitting shock segment and the EUV wave, which clearly was produced by the CME.

*Acknowledgements.* The authors acknowledge financial support from the São Paulo Research Foundation (FAPESP), grant number 2012/08445-9. C.L.S. acknowledges financial support from the São Paulo Research Foundation (FAPESP), grant number 2014/10489-0. R.D.C.S. acknowledges a scholarship from the São Paulo Research Foundation (FAPESP), grant number 2012/00009-5, and financial support from UNIVAP-FVE. FCRF thanks CNPq for the scholarship granted under process 308755/2012-0. The authors are grateful to the e-CALLISTO science teams for the solar data. The EUV images were courtesy of ESA/NASA/ SoHO/EIT, NASA/STEREO/EUVI, and NASA/SDO/AIA consortia. The authors are grateful to the anonymous referee for the significant and constructive remarks that helped to improve the quality and presentation of this article.

## References

- Attrill, G. D. R., Harra, L. K., van Driel-Gesztelyi, L., & Démoulin, P. 2007, *ApJ*, 656, L101
- Benz, A. O., Monstein, C., Meyer, H., et al. 2009, *Earth Moon Planets*, 104, 277
- Biesecker, D. A., Myers, D. C., Thompson, B. J., Hammer, D. M., & Vourlidas, A. 2002, *ApJ*, 569, 1009
- Cairns, I. H., Lobzin, V. V., Warmuth, A., et al. 2009, *ApJ*, 706, L265
- Cane, H. V., Sheeley, N. R. J., & Howard, R. A. 1987, *J. Geophys. Res.*, 92, 9869
- Chen, P. F., Fang, C., & Shibata, K. 2005, *ApJ*, 622, 1202
- Cho, K.-S., Lee, J., Gary, D. E., Moon, Y.-J., & Park, Y. D. 2007, *ApJ*, 665, 799
- Classen, H. T., & Aurass, H. 2002, *A&A*, 384, 1098
- Cliver, E. W., Nitta, N. V., Thompson, B. J., & Zhang, J. 2004, *Sol. Phys.*, 225, 105
- Cunha-Silva, R. D., Fernandes, F. C. R., & Selhorst, C. L. 2014, *Sol. Phys.*, 289, 4607
- Delannée, C., & Aulanier, G. 1999, *Sol. Phys.*, 190, 107
- Gopalswamy, N., Kaiser, M. L., Thompson, B. J., et al. 2000, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 1427
- Gopalswamy, N., Nitta, N., Akiyama, S., Mäkelä, P., & Yashiro, S. 2012, *ApJ*, 744, 72
- Kim, R.-S., Gopalswamy, N., Moon, Y.-J., Cho, K.-S., & Yashiro, S. 2012, *ApJ*, 746, 118
- Klassen, A., Aurass, H., Klein, K.-L., Hofmann, A., & Mann, G. 1999, *A&A*, 343, 287
- Klassen, A., Aurass, H., Mann, G., & Thompson, B. J. 2000, *A&AS*, 141, 357
- Kouloumvakos, A., Patsourakos, S., Hillaris, A., et al. 2014, *Sol. Phys.*, 289, 2123
- Kozarev, K. A., Korreck, K. E., Lobzin, V. V., Weber, M. A., & Schwadron, N. A. 2011, *ApJ*, 733, L25
- Krüger, A. 1979, *Introduction to Solar Radio Astronomy and Radio Physics* (Dordrecht: D. Reidel Publishing Co.)
- Ma, S., Raymond, J. C., Golub, L., et al. 2011, *ApJ*, 738, 160
- Magdalenic, J., Marqué, C., Zhukov, A. N., Vrsnak, B., & Zic, T. 2010, *ApJ*, 718, 266
- Magdalenic, J., Marqué, C., Zhukov, A. N., Vrsnak, B., & Veronig, A. 2012, *ApJ*, 746, 152
- Mann, G., & Classen, H. T. 1995, *A&A*, 304, 576
- Mann, G., Classen, T., & Aurass, H. 1995, *A&A*, 295, 775
- Moreton, G. E. 1960, *AJ*, 65, 494
- Moses, D., Clette, F., Delaboudinière, J.-P., et al. 1997, *Sol. Phys.*, 175, 571
- Nelson, G. J., & Melrose, D. B. 1985, in *Solar Radiophysics*, eds. D. J. McLean, & N. R. Labrum (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 333
- Newkirk, G. J. 1961, *ApJ*, 133, 983
- Patsourakos, S., & Vourlidas, A. 2012, *Sol. Phys.*, 281, 187
- Patsourakos, S., Vourlidas, A., & Stenborg, G. 2010, *ApJ*, 724, L188
- Prakash, O., Umopathy, S., Shanmugaraju, A., Pappa Kalaivani, P., & Vrsnak, B. 2010, *Sol. Phys.*, 266, 135
- Reiner, M. J., Vourlidas, A., Cyr, O. C. S., et al. 2003, *ApJ*, 590, 533
- Smerd, S. F., Sheridan, K. V., & Stewart, R. T. 1974, *IAU Symp.*, 57, 389
- Thompson, B. J., Plunkett, S. P., Gurman, J. B., et al. 1998, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2465
- Tidman, D. A., Birmingham, T. J., & Stainer, H. M. 1966, *ApJ*, 146, 207
- Treumann, R. A., & Labelle, J. 1992, *ApJ*, 399, 167
- Uchida, Y. 1960, *PASJ*, 12, 376
- Vasanth, V., Umopathy, S., Vrsnak, B., Žic, T., & Prakash, O. 2014, *Sol. Phys.*, 289, 251
- Vrsnak, B., & Cliver, E. W. 2008, *Sol. Phys.*, 253, 215
- Vrsnak, B., & Lulić, S. 2000, *Sol. Phys.*, 196, 157
- Vrsnak, B., Aurass, H., Magdalenic, J., & Gopalswamy, N. 2001, *A&A*, 377, 321
- Vrsnak, B., Magdalenic, J., Aurass, H., & Mann, G. 2002, *A&A*, 396, 673
- Warmuth, A., Vrsnak, B., Magdalenic, J., Hanslmeier, A., & Otruba, W. 2004a, *A&A*, 418, 1101
- Warmuth, A., Vrsnak, B., Magdalenic, J., Hanslmeier, A., & Otruba, W. 2004b, *A&A*, 418, 1117
- Wild, J. P. 1962, *J. Phys. Soc. Japan*, 17, 249
- Zimovets, I., Vilmer, N., Chian, A. C. L., Sharykin, I., & Struminsky, A. 2012, *A&A*, 547, A6
- Zlotnik, E. Y., Klassen, A., Klein, K. L., Aurass, H., & Mann, G. 1998, *A&A*, 331, 1087





# Shock wave driven by CME evidenced by metric type II burst and EUV wave

R.D. Cunha-Silva<sup>\*</sup>, F.C.R. Fernandes, C.L. Selhorst

IP&D – Universidade do Vale do Paraíba – UNIVAP, Av. Shishima Hifumi, 2911 Urbanova, São José dos Campos, SP, Brazil

Received 31 December 2014; received in revised form 26 July 2015; accepted 27 July 2015  
Available online 31 July 2015

## Abstract

Solar type II radio bursts are produced by plasma oscillations in the solar corona as a result of shock waves. The relationship between type II bursts and coronal shocks is well evidenced by observations since the 1960s. However, the drivers of the shocks associated with type II events at metric wavelengths remain as a controversial issue among solar physicists. The flares and the coronal mass ejections (CMEs) are considered as potential drivers of these shocks. In this article, we present an analysis of a metric type II burst observed on May 17, 2013, using data provided by spectrometers from e-CALLISTO (*extended-Compound Astronomical Low-cost Low-frequency Instrument for Spectroscopy and Transportable Observatories*) and EUV images from the *Extreme Ultraviolet Imager* (EUVI), aboard the *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO). The event was associated with an M3.2 SXR flare and a halo CME. The EUV wave produced by the expansion of the CME was clear from the EUV images. The heights of the EUV wave fronts proved to be consistent with the heights of the radio source obtained with the  $2\text{--}4 \times$  Newkirk density model, which provided a clue to an oblique propagation of the type-II-emitting shock segment. The results for the magnetic field in the regions of the shock also revealed to be consistent with the heights of the radio source obtained using the  $2\text{--}4 \times$  Newkirk density model. Exponential fit on the intensity maxima of the harmonic emission provided a shock speed of  $\sim 580\text{--}990 \text{ km s}^{-1}$ , consistent with the average speed of the associated EUV wave front of  $626 \text{ km s}^{-1}$ .

© 2015 COSPAR. Published by Elsevier Ltd. All rights reserved.

**Keywords:** Metric type II burst; Coronal shock; Solar flare; Coronal mass ejection (CME); EUV wave

## 1. Introduction

Solar eruptive phenomena are responsible for large-scale disturbances in the solar corona. The formation of coronal shocks is a result of these global disturbances. Among the signatures of coronal shocks, there are those narrow-band ( $\sim 5\text{--}70 \text{ MHz}$ ) radio emissions with slow frequency drift ( $\sim 0.1\text{--}1.5 \text{ MHz s}^{-1}$ ), towards lower frequencies, known as type II bursts.

Type II bursts are attributed to fast-mode MHD shock waves (Nelson and Melrose, 1985) and are observed at

multiples (mainly the first and second harmonics) of the local plasma frequency, given by  $f_p = 8.98 \times 10^{-3} \sqrt{n_e} \text{ [MHz]}$ . From the frequency drift of the emissions, using coronal density models, one can estimate the radial speed of the shocks, in the order of  $\sim 200\text{--}2000 \text{ km s}^{-1}$ .

The association between type II bursts and coronal shocks was proposed by Uchida (1960) and Wild (1962), and first evidenced by the close correlation between Moreton waves (Moreton, 1960) and some type II bursts. Moreton waves are large-scale wave-like disturbances in the chromosphere, observed in H $\alpha$ , that act as a surface manifestation of a fast-mode MHD coronal shock. Uchida (1974) proposed a MHD model that explained

<sup>\*</sup> Corresponding author.

E-mail address: [rfldoug@gmail.com](mailto:rfldoug@gmail.com) (R.D. Cunha-Silva).

consistently some peculiarities of type II burst sources in terms of a large-scale refraction and local enhancement of a fast-mode shock wave (see, e.g., Vršnak and Cliver, 2008).

Type II bursts are often observed with both the fundamental and harmonic bands split into two lanes with correlated drift rates, whose separation is proportional to the frequency ( $\Delta f/f \approx 0.1$ ). These split-band type II bursts are also observed at decametric to kilometric wavelengths (see, e.g., Vršnak et al., 2004) and seem to be produced within structured environments, whose process is still under investigation. The most adopted interpretation of this phenomenon is that in terms of a plasma emission from the upstream and downstream shock regions, proposed by Smerd et al. (1974), which implies an abrupt density variation at the shock front.

The source of the coronal shocks seems to be better identified in type II events accompanied by CMEs without eruptive flares (see, e.g., Vršnak and Cliver, 2008), in which the radio emission usually starts at a frequency well below 100 MHz (Shanmugaraju et al., 2009). On the other hand, for type II events associated with CMEs and eruptive flares, that is the most common case, the acceleration phase of the CME is synchronized with the impulsive phase of the flare, and both phenomena are potential sources of the shock (see, e.g., Zhang et al., 2001; Zhang et al., 2004; Maričić et al., 2007; Temmer et al., 2008).

Recent observations suggest that all type II bursts may be produced by CMEs (see, e.g., Gopalswamy et al., 2013), considering that for events at decameter and longer wavelengths there is already a consensus that they are due to CMEs (see, e.g., Cane et al., 1987; Gopalswamy et al., 2000; Vršnak and Cliver, 2008). However, type II events without CMEs are sometimes observed, especially at unusually higher frequencies ( $\sim 300$ – $900$  MHz) (see, e.g., Magdalenic et al., 2012).

One of the chief difficulties in studying the relation between CMEs and type II bursts concerns the identification of the CME leading edge during the occurrence of the metric type II burst (see, e.g., Gopalswamy et al., 2009). In this respect, observations of propagating brightness fronts in EUV, or “EUV waves” (see, e.g., Moses et al., 1997; Thompson et al., 1998), when clearly associated with CME expansions during the metric type II burst, seem to be helpful. These coronal large-scale wave-like disturbances, first reported by Neupert (1989) as an EUV counterpart of the Moreton wave, and first directly observed by the *Extreme-ultraviolet Imaging Telescope* (EIT) (Delaboudinière et al., 1995), show a close association with type II bursts (see, e.g., Klassen et al., 2000).

The wave nature of the EUV waves is still controversial. In wave models, they are interpreted as a fast-mode wave and a coronal counterpart of the Moreton waves, but more commonly attributed to CMEs than to flares (see, e.g., Vršnak and Cliver, 2008; Patsourakos and Vourlidis, 2012; Nitta et al., 2014). In the non-wave models, they are interpreted as a result of other processes related to

the large-scale magnetic field reconfiguration and could be a consequence of the CME-associated field-line opening or other CME-associated forms of coronal restructuring (see, e.g., Delannée and Aulanier, 1999; Chen et al., 2005; Attrill et al., 2007; Vršnak and Cliver, 2008).

Regardless of some controversies about the association between EUV waves and coronal shocks (see, e.g., Gallagher and Long, 2011), the association between EUV waves and CMEs is well evidenced by recent observations (see, e.g., Gopalswamy et al., 2013).

In this article, we present a case study of a metric type II burst associated with an EUV wave produced by the expansion of a halo CME, in which we compare the heights of the EUV wave fronts with the heights of the radio source, with the aim of inferring the most plausible scenario for the propagation of the type-II-emitting shock segment.

## 2. Observations and analysis

The metric type II burst studied in this article was part of a complex radio event, in which the type II burst was accompanied by a type III burst that took place  $\sim 1$  min after the onset of the type II emission, and both continued from metric to the decametric range. In this article, we focus on the metric type II burst associated with the shock formation during the early stages of the radio event. The radio event took place on May 17, 2013, with beginning at 08:51:30 UT. The metric type II burst was observed by several radio spectrometers, especially by those from e-CALLISTO (see, e.g., Benz et al., 2009; Zucca et al., 2012; Cunha-Silva et al., 2014). The e-CALLISTO data are available at [http://soleil.i4.ds.ch/solarradio/data/2002–20yy\\_Callisto/](http://soleil.i4.ds.ch/solarradio/data/2002–20yy_Callisto/).

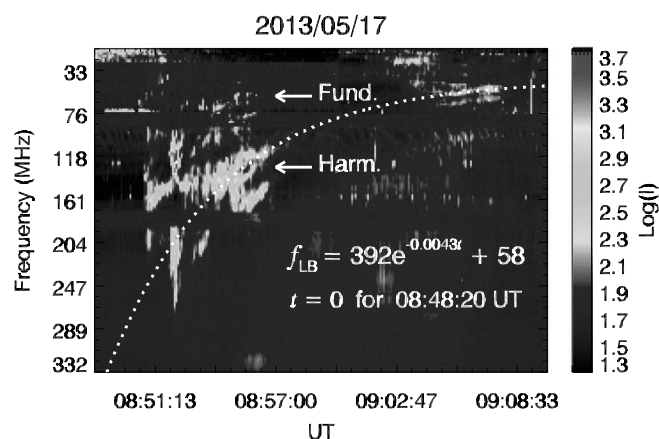


Fig. 1. Dynamic spectrum of a complex split-band type II burst observed by CALLISTO-SSRT (90–332 MHz), CALLISTO-BIR (10–90 MHz) and CALLISTO-GLASGOW (45–80 MHz), on May 17, 2013 at  $\sim 08:51$  UT, with exponential fit on the intensity maxima of the lower-frequency branch (LB) of the harmonic emission. For the first stage ( $\sim 08:51$ – $08:57$  UT) of the type II emission, the band-splitting effect is clear only for  $\sim 08:55$ – $08:57$  UT.

Fig. 1 shows the dynamic spectrum of the metric type II burst, in which the band-splitting effect is clear for the end of the first stage ( $\sim 08:51$ – $08:57$  UT) of the radio emission and well defined for the whole second stage ( $\sim 09:04$ – $09:08$  UT) of the emission.

Fig. 2 shows the dynamic spectrum of the second stage ( $\sim 09:04$ – $09:08$  UT) of the type II burst.

The type II event was associated with a halo CME, observed by the *Large Angle and Spectrometric Coronagraph* (LASCO-C2/C3), aboard the *Solar and Heliospheric Observatory* (SoHO), with onset at  $\sim 08:47$  UT and a linear speed of  $1345 \text{ km s}^{-1}$ , both determined by linear backward-extrapolation of the heights, provided by the SoHO/LASCO CME catalog (Yashiro et al., 2004). The event was also accompanied by an M3.2 SXR flare, observed by the *Geostationary Operational Environmental Satellites* (GOES), with onset at  $\sim 08:43$  UT and peak at  $\sim 08:57$  UT. The CME and the flare took place in the NOAA active region 11,748, over the solar disk ( $\text{N}12^\circ \text{ E}22^\circ$ ).

The instantaneous band split  $[BD_i]$ , defined as  $BD_i = f_{UB} - f_{LB}$ , was in the range of 26–43 MHz for the last 2 min ( $\sim 08:55$  and  $08:57$  UT) of the first stage of the type II emission, and of 8–15 MHz for the second stage ( $\sim 09:04$ – $09:08$  UT) of the emission. The values were determined as the difference between the extreme frequencies corresponding to the half-flux bandwidths of the intensity maxima of the upper- and lower-frequency branches of the harmonic band.

Fig. 3 shows the early expansion of the CME, responsible for the EUV wave associated with the type II emission, observed at  $195 \text{ \AA}$  by the *Extreme Ultraviolet Imager* (EUVI), on board the *Solar Terrestrial Relations Observatory* (STEREO). Since no EUV bubble was formed during the expansion of the CME, it was not possible to clearly identify the CME leading edge in the EUV images and thus to distinguish it from the EUV wave front. However, the EUV wave formation is clear from Fig. 3.

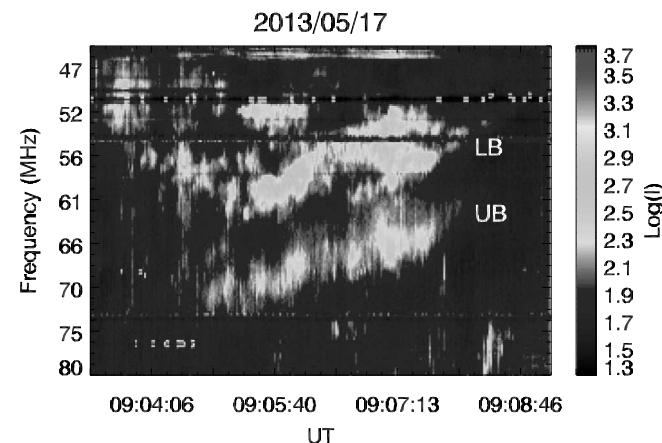


Fig. 2. Dynamic spectrum of the second stage ( $\sim 09:04$ – $09:08$  UT) of the type II burst, observed by CALLISTO-GLASGOW, from which the band-splitting effect is clearly visible for all the harmonic emission.

### 3. Physical conditions of the radio source

The adoption of the  $1$ – $2 \times$  Newkirk (1961) density model to estimate the heights and the radial speed of the radio source is very common in type II bursts analyses, since it reveals to be consistent with the heights of the associated shock wave fronts in a quasi-radial propagation of the shock (see, e.g., Vršnak et al., 2001; Shanmugaraju et al., 2009; Cunha-Silva et al., 2015). On the other hand, when considerable deviation from a radial propagation is observed, the real shock speed is significantly underestimated with this common adoption. For a shock propagating at a  $45^\circ$  angle, the use of the  $3$ – $4 \times$  Newkirk (1961) for estimating the real shock speed is geometrically justified (see, e.g., Klassen et al., 1999; Classen and Aurass, 2002; Cunha-Silva et al., 2014).

The electron number density  $[n_e]$  is related to the heliocentric distance  $[R]$  by the Newkirk (1961) model as follows:

$$n_e = n_{e_0} \times 10^{4.32 \frac{R_\odot}{R}}, \quad (1)$$

where  $n_{e_0} = 4.2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  and  $R_\odot$  is the solar radius.

Fig. 4 illustrates the deviation from a radial propagation for the type-II-emitting shock segment, in which we assume a perfectly spherical expansion of the plasma responsible for the shock formation.

Assuming  $\theta = 45^\circ$  in Fig. 4, and the same deviation for the movement of the radio source projected on the  $xz$ -plane (projection effects), the real displacement of the type-II-emitting shock segment is given by  $\Delta S = (R_1 - 1) \times \sqrt{3}$ , where  $R_1$  is the heliocentric distance of the type-II-emitting shock segment. Thus, the heliocentric distance of the shock front (radial direction) can be estimated using  $R_2 \approx 1.73R_1 - 0.73$ . This implies a difference in density with  $n_{e_1}/n_{e_2} \approx 3.0 - 3.7$  for  $R_1 = 1.3 - 1.5$  and  $n_{e_1}/n_{e_2} \approx 3.8 - 4.0$  for  $R_1 = 1.6 - 2.3$ , using the Newkirk (1961) density model.

For a smaller deviation of  $\theta = 30^\circ$ , for instance, we found  $n_{e_1}/n_{e_2} \approx 1.6 - 1.8$  for  $R_1 = 1.3 - 1.5$  and  $n_{e_1}/n_{e_2} \approx 1.8 - 2.0$  for  $R_1 = 1.6 - 2.3$ .

The above consideration implies that the use of a multiple greater than 2 of the Newkirk (1961) density model to match the kinematics of the type-II-emitting shock segment and of the shock front, regarding the radial component of the latter, suggests for the radio source a considerable deviation from a radial propagation.

The radial speed of the shock  $[dR/dt]$ , for  $n \times$  Newkirk (1961) density model, can be derived from the frequency drift rate  $[df/dt]$  and the plasma frequency  $[f_p]$  using the practical expression given by Cunha-Silva et al. (2014):

$$\frac{dR}{dt} = \frac{-6.04 \times 10^6 \frac{df}{dt}}{\ln 10 \times (2 \log(f_p) - \log(3.39n))^2 f_p}. \quad (2)$$

From the relative instantaneous band split  $[BD_i/f]$ , one can estimate the density jump at the shock front  $[X_n]$  (Vršnak et al., 2002):

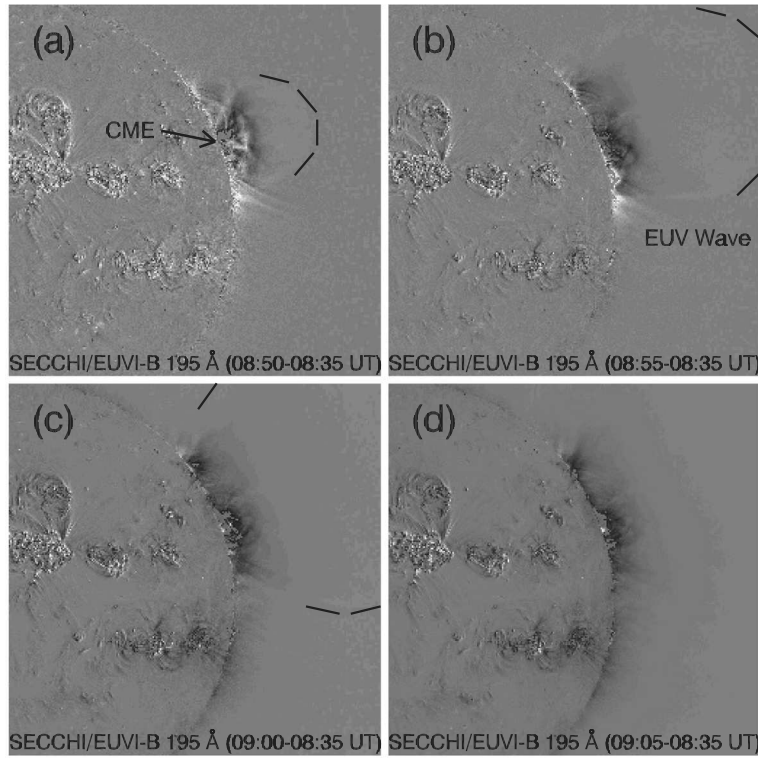


Fig. 3. Base difference images of STEREO/SECCHI/EUVI-B 195 Å for: (a) 08:50–08:35 UT (sample frame typical for the initial expansion of the CME taking place together with the onset of the type II emission); (b) 08:55–08:35 UT (sample frame typical for the fast expansion of the CME); (c) 09:00–08:35 UT (sample frame typical for the lateral expansion of the CME during the interruption of the type II emission); and (d) 09:05–08:35 UT (sample frame typical for the lateral expansion of the CME during the resumption of the type II emission). The EUV wave front is fully visible in (a) and partially observable in (b) and (c), and was determined assuming a perfectly spherical expansion of the structure.

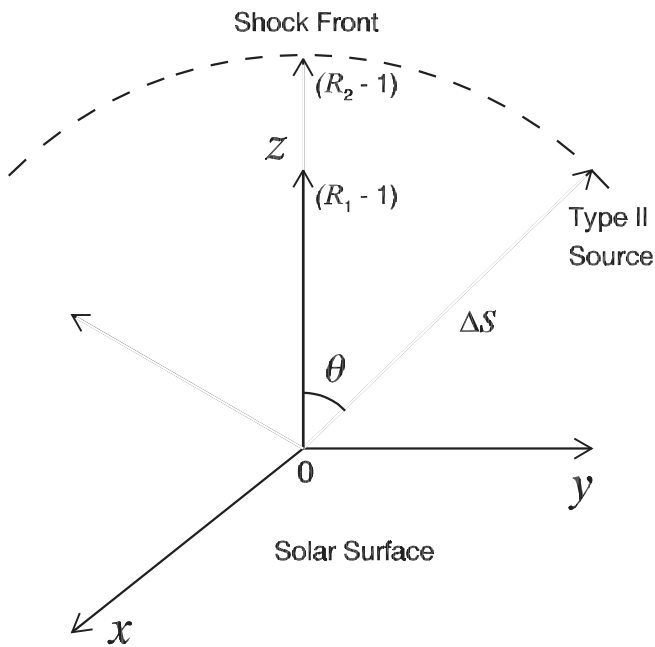


Fig. 4. Sketch of the deviation from a radial propagation for the type-II-emitting shock segment, assuming a perfectly spherical expansion of the shock driver. The heliocentric distance  $R_1$  is related to the height of the type-II-emitting shock segment, whereas  $R_2$  is related to the height of the shock front (radial direction), which corresponds to the real displacement  $\Delta S$  (represented without taking projection effects into account) of the radio source.

$$X_n = \left( \frac{BD_i}{f} + 1 \right)^2 \tag{3}$$

Assuming a shock perpendicular to the magnetic field and  $\beta \rightarrow 0$ , the Alfvén Mach number  $[M_A]$  can be obtained using (Vršnak et al., 2002):

$$M_A = \sqrt{\frac{X_n(X_n + 5)}{2(4 - X_n)}} \tag{4}$$

From the shock speed  $[v_s]$  and  $M_A$ , one can estimate the local Alfvén speed  $[v_A]$ :

$$v_A = \frac{v_s}{M_A} \tag{5}$$

The magnetic field strength  $[B]$  in regions of shock associated with CME can be obtained by Kim et al. (2012):

$$B = 5.0 \times 10^{-7} v_A \sqrt{n_e} \text{ [G]} \tag{6}$$

In the next section, we present and discuss the findings of the type II source investigation, with focus on the heights and speed of both the radio source and the associated EUV wave fronts, as well as on the behavior of the magnetic field in the regions of the shock.

#### 4. Results and discussion

With the aim of investigating the relation between the shock associated with the type II burst and the EUV wave,

we compared the heights of the EUV wave fronts with the heights of the radio source. For the latter, we considered all the heliocentric distance range corresponding to the frequency range of the type II emission, taking into account the total bandwidth (lower- and upper-frequency branches) of the harmonic emission.

The EUV wave fronts were determined from the images shown in Fig. 3, panels (a–c), in relation to the radial component and assuming a perfectly spherical expansion of the structure. The adoption of this approach is supported by the observations and justified by the fact that the full EUV wave front was visible only in the panel (a), whereas only part of the wave was observed in the panels (b) and (c). It should be noted that no EUV bubble was formed during the expansion of the CME, which hindered a clear identification of the CME leading edge in the EUV images, so that the CME expansion was mainly evidenced by the expanding dimming over the origin regions of the CME and by the EUV wave formation.

Fig. 5 shows the heliocentric distances (in gray) of the radio source, obtained using the threefold Newkirk (1961) density model, and the heliocentric distances of the associated EUV wave fronts. The heliocentric distances obtained with the 2–4  $\times$  Newkirk (1961) density model applied to the frequencies determined by exponential fit on the lower-frequency branch of the emission are also presented in Fig. 5. The error bars for the EUV wave fronts represent 10% of the measures, taking into account the uncertainties of 6–14% in the measurements.

From Fig. 5, one can see that for  $\sim$ 08:55–08:57 UT, in which the band-splitting effect is clear during the first stage of the type II emission, the height of the EUV wave front are consistent with the heights of the radio source obtained with the 2–4  $\times$  Newkirk (1961) density model, considering

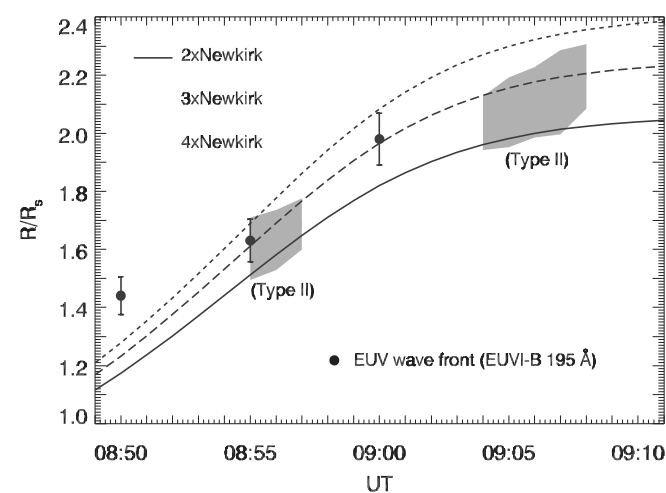


Fig. 5. Heliocentric distances (in gray) of the type II emission, obtained using the threefold Newkirk (1961) density model, and the heliocentric distances of the associated EUV wave fronts, observed only for the first stage of the type II emission. The heliocentric distances obtained with the 2–4  $\times$  Newkirk (1961) density model applied to the frequencies provided by exponential fit on the lower-frequency branch of the emission are also presented.

all the heliocentric distance range (shown in gray for the threefold in Fig. 5) associated with the instantaneous bandwidth of the type II emission. On the other hand, the results obtained by exponential fit on the lower-frequency branch of the radio emission using the 3–4  $\times$  Newkirk (1961) density model provided a better fit between the heights of the radio source and the heights of the EUV wave front for 08:55 and 09:00 UT.

For the second stage ( $\sim$ 09:04–09:08 UT) of the type II burst, the associated EUV wave front completely left the field of view of the STEREO/SECCHI/EUVI-B. Even so, as shown in Fig. 5, the space–time evolution of the radio source supported the interpretation that this second emission was a continuation of the first one.

In Table 1, we present the results obtained for the physical parameters of the radio source, determined in relation to the lower-frequency branch of the type II emission, using the 2–4  $\times$  Newkirk (1961) density model.

A shock speed of  $\sim$ 580–990 km s $^{-1}$  (see Table 1) found for the whole metric type II burst revealed to be consistent with the average speed of the associated EUV wave front of 626 km s $^{-1}$ , determined for 08:50–09:00 UT. The average speed of the shock of 735 km s $^{-1}$ , 17% greater than the average speed of the EUV wave front, can be explained by the shorter interval of the EUV wave observation and by the use of higher frequency drift rates at the beginning of the type II emission due to the adoption of exponential fit in the analysis.

Our results for the shock speed suggest a shock driver speed  $>$ 1000 km s $^{-1}$  at the beginning of the type II emission. This suggestion is consistent with the linear speed of the associated CME of 1345 km s $^{-1}$ , provided by the SoHO/LASCO CME catalog.

The behavior of the type-II-emitting shock segment for both stages of the type II burst supports the interpretation that both emissions were signatures of the same shock, driven by the early expansion of the associated CME.

Fig. 6 shows the profiles of the shock speed, obtained using the 2–4  $\times$  Newkirk (1961) density model, in which one can see the behavior of the shock for both stages of the type II emission.

Another interesting finding concerns the increasing Alfvén Mach number of  $\sim$ 1.4–5.4 (see Table 1) all along the type II burst. This result implied, together with our results for the shock speed, a typical behavior of both the Alfvén speed and the magnetic field (see Table 1) in the regions of the radio source.

Fig. 7 shows the profiles of the magnetic field strength, obtained using the 2–4  $\times$  Newkirk (1961) density model.

A typical behavior of the magnetic field in the regions of the radio source is clear from Fig. 7. For the first stage of the emission, the values obtained using the 2  $\times$  Newkirk (1961) density model proved to be closer to those provided by the Dulk and McLean (1978) model, whereas for the second stage of the emission both the 3  $\times$  and 4  $\times$  Newkirk (1961) density model provided results compatible with the Dulk and McLean (1978) model.

Table 1

Density jump [ $X_n$ ], Alfvén Mach number [ $M_A$ ], shock speed [ $v_s$ ], Alfvén speed [ $v_A$ ], and magnetic field strength [ $B$ ].

UT	$X_n$	$M_A$	2 × Newkirk			3 × Newkirk			4 × Newkirk		
			$v_s$ (km s <sup>-1</sup> )	$v_A$ (km s <sup>-1</sup> )	$B$ (G)	$v_s$ (km s <sup>-1</sup> )	$v_A$ (km s <sup>-1</sup> )	$B$ (G)	$v_s$ (km s <sup>-1</sup> )	$v_A$ (km s <sup>-1</sup> )	$B$ (G)
08:55	1.45	1.36	891	657	2.25	946	698	2.39	993	732	2.50
08:56	1.85	1.71	823	480	1.57	870	507	1.66	909	530	1.74
08:57	2.43	2.40	777	324	0.99	818	341	1.05	852	355	1.09
09:04	2.92	3.26	675	207	0.44	705	216	0.46	730	224	0.48
09:05	3.07	3.65	652	178	0.35	679	186	0.37	702	192	0.38
09:06	3.26	4.28	625	146	0.28	647	151	0.29	666	156	0.30
09:07	3.42	4.98	606	122	0.22	626	126	0.23	643	129	0.23
09:08	3.49	5.40	585	108	0.19	600	111	0.20	614	114	0.20

5. Concluding remarks

In this article we have reported on a metric type II burst clearly associated with an EUV wave produced by the early expansion of a halo CME. The comparison between the heights of the EUV wave fronts and the heights of the radio source, for the first stage of the type II burst, provided clues to an oblique propagation of the type-II-emitting shock segment. This suggestion proved to be consistent with the results obtained for the physical parameters of the radio source, especially regarding the magnetic field in the second stage of the radio emission.

The type II burst was comprised of two emissions observed by different instruments. Our analysis showed that both emissions were early signatures of the same shock, since the physical parameters of the radio source proved to be self-consistent for both stages of the type II burst. This result agreed with what was suggested by the analysis of the heights of the radio source and the EUV wave fronts.

Acknowledgments

The authors acknowledge financial support from São Paulo Research Foundation (FAPESP), Grant No. 2012/08445-9. CLS acknowledges financial support from São Paulo Research Foundation (FAPESP), Grant No. 2014/10489-0. RDCS acknowledges scholarship from São Paulo Research Foundation (FAPESP), Grant No. 2012/00009-5, and financial support from UNIVAP-FVE. FCRF thanks CNPq for scholarship granted under process 308755/2012-0. The authors are grateful to e-CALLISTO science teams for the solar data. The EUV images have been used by courtesy of NASA/STEREO/EUVI consortium. The authors are grateful to the anonymous reviewers for the significant and constructive remarks on this article.

References

Attrill, G.D.R., Harra, L.K., van Driel-Gesztelyi, L., Démoulin, P., 2007. Coronal wave: magnetic footprint of a coronal mass ejection? *Astrophys. J. Lett.* 656, L101–L104.  
 Benz, A.O., Monstein, C., Meyer, H., Manoharan, P.K., Ramesh, R., Altyntsev, A., Lara, A., Paez, J., Cho, K.S.A., 2009. World-wide net of

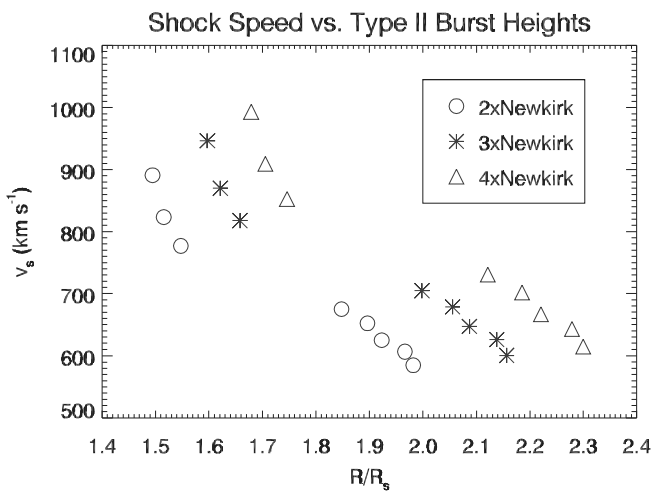


Fig. 6. Profiles of the shock speed, obtained using the 2–4 × Newkirk (1961) density model applied to the frequencies of the lower-frequency branch of the type II emission.

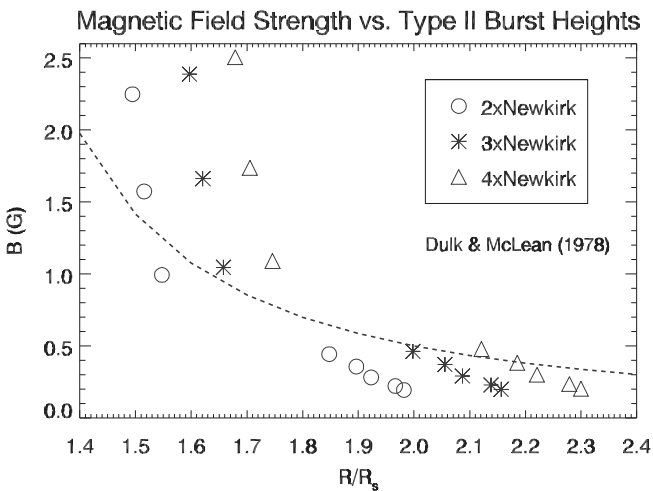


Fig. 7. Profiles of the magnetic field strength, obtained using the 2–4 × Newkirk (1961) density model applied to the frequencies of the lower-frequency branch of the type II emission. The values provided by the Dulk and McLean (1978) model are also presented for comparison.

- solar radio spectrometers: e-CALLISTO. *Earth Moon Planets* 104, 277–285.
- Cane, H.V., Sheeley Jr., N.R., Howard, R.A., 1987. Energetic interplanetary shocks, radio emission, and coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.* 92, 9869–9874.
- Chen, P.F., Fang, C., Shibata, K.A., 2005. Full view of EIT waves. *Astrophys. J.* 622, 1202–1210.
- Classen, H.T., Aurass, H., 2002. On the association between type II radio bursts and CMEs. *Astron. Astrophys.* 384, 1098–1106.
- Cunha-Silva, R.D., Fernandes, F.C.R., Selhorst, C.L., 2014. Solar type II radio bursts recorded by the compound astronomical low-frequency low-cost instrument for spectroscopy in transportable observatories in Brazil. *Solar Phys.* 289, 4607–4620.
- Cunha-Silva, R.D., Fernandes, F.C.R., Selhorst, C.L., 2015. Solar type II radio bursts associated with CME expansions as shown by EUV waves. *Astron. Astrophys.* 578, A38.
- Delaboudinière, J.P., Artzner, G.E., Brunaud, J., Gabriel, A.H., Hochedez, J.F., Millier, F., Song, X.Y., Au, B., Dere, K.P., Howard, R.A., Kreplin, R., Michels, D.J., Moses, J.D., Defise, J.M., Jamar, C., Rochus, P., Chauvineau, J.P., Marioge, J.P., Catura, R.C., Lemen, J.R., Shing, L., Stern, R.A., Gurman, J.B., Neupert, W.M., Maucherat, A., Clette, F., Cugnon, P., van Dessel, E.L., 1995. EIT: extreme-ultraviolet imaging telescope for the SoHO mission. *Solar Phys.* 162, 291–312.
- Delannée, C., Aulanier, G., 1999. CME associated with transequatorial loops and a bald patch flare. *Solar Phys.* 190, 107–129.
- Dulk, G.A., McLean, D.J., 1978. Coronal magnetic fields. *Solar Phys.* 57, 279–295.
- Gallagher, P.T., Long, D.M., 2011. Large-scale bright fronts in the solar corona: a review of EIT waves. *Space Sci. Rev.* 158, 365–396.
- Gopalswamy, N., Kaiser, M.L., Thompson, B.J., Burlaga, L.F., Szabo, A., Lara, A., Yashiro, S., Bougeret, J.L., 2000. Radio-rich solar eruptive events. *Geophys. Res. Lett.* 27, 1427–1430.
- Gopalswamy, N., Thompson, W.T., Davila, J.M., Kaiser, M.L., Yashiro, S., Mkel, P., Michalek, G., Bougeret, J.L., Howard, R.A., 2009. Relation between type II bursts and CMEs inferred from STEREO observations. *Solar Phys.* 259, 227–254.
- Gopalswamy, N., Xie, H., Mäkelä, P., Yashiro, S., Akiyama, S., Uddin, W., Srivastava, A.K., Joshi, N.C., Chandra, R., Manoharan, P.K., Mahalakshmi, K., Dwivedi, V.C., Jain, R., Awasthi, A.K., Nitta, N.V., Aschwanden, M.J., Choudhary, D.P., 2013. Height of shock formation in the solar corona inferred from observations of type II radio bursts and coronal mass ejections. *Adv. Space Res.* 51, 1981–1989.
- Kim, R.S., Gopalswamy, N., Moon, Y.J., Cho, K.S., Yashiro, S., 2012. Magnetic field strength in the upper solar corona using white-light shock structures surrounding coronal mass ejections. *Astrophys. J.* 746, 118–126.
- Klassen, A., Aurass, H., Klein, K.L., Hofmann, A., Mann, G., 1999. Radio evidence on shock wave formation in the solar corona. *Astron. Astrophys.* 343, 287–296.
- Klassen, A., Aurass, H., Mann, G., Thompson, B.J., 2000. Catalogue of the 1997 SoHO-EIT coronal transient waves and associated type II radio burst spectra. *Astron. Astrophys. Suppl.* 141, 357–369.
- Magdalenic, J., Marqué, C., Zhukov, A.N., Vršnak, B., Veronig, A., 2012. Flare-generated type II burst without associated coronal mass ejection. *Astrophys. J.* 746, 152–160.
- Maričić, D., Vršnak, B., Stanger, A.L., Veronig, A.M., Temmer, M., Roša, D., 2007. Acceleration phase of coronal mass ejections: II synchronization of the energy release in the associated flare. *Solar Phys.* 241, 99–112.
- Moreton, G.E., 1960. Hz observations of flare-initiated disturbances with velocities ~1000 km/sec. *Astron. J.* 65, 494–495.
- Moses, D., Clette, F., Delaboudinière, J.P., Artzner, G.E., Bougnet, M., Brunaud, J., Carabetian, C., Gabriel, A.H., Hochedez, J.F., Millier, F., Song, X.Y., Au, B., Dere, K.P., Howard, R.A., Kreplin, R., Michels, D.J., Defise, J.M., Jamar, C., Rochus, P., Chauvineau, J.P., Marioge, J.P., Catura, R.C., Lemen, J.R., Shing, L., Stern, R.A., Gurman, J.B., Neupert, W.M., Maucherat, A., Clette, F., Cugnon, P., van Dessel, E.L., 1997. EIT Observations of the extreme ultraviolet Sun. *Solar Phys.* 175, 571–599.
- Nelson, G.J., Melrose, D.B., 1985. Type II bursts. In: McLean, D.J., Labrum, N.R. (Eds.), *Solar Radiophysics*. Cambridge University Press, Cambridge, pp. 333–359.
- Neupert, W.M., 1989. Transient coronal extreme ultraviolet emission before and during the impulsive phase of a solar flare. *Astrophys. J.* 344, 504–512.
- Newkirk Jr., G., 1961. The solar corona in active regions and the thermal origin of the slowly varying component of solar radio radiation. *Astrophys. J.* 133, 983–1013.
- Nitta, N.V., Liu, W., Gopalswamy, N., Yashiro, S., 2014. The relation between large-scale coronal propagating fronts and type II radio bursts. *Solar Phys.* 289, 4589–4606.
- Patsourakos, S., Vourlidis, A., 2012. On the nature and genesis of EUV waves: a synthesis of observations from SoHO, STEREO, SDO, and Hinode. *Solar Phys.* 281, 187–222.
- Shanmugaraju, A., Moon, Y.J., Vršnak, B., 2009. Type II radio bursts with high and low starting frequencies. *Solar Phys.* 254, 297–310.
- Smerd, S.F., Sheridan, K.V., Stewart, R.T., 1974. On split-band structure in type II radio bursts from the Sun. In: Newkirk, G.A. (Ed.), 57. IAU Symp., pp. 389–393.
- Temmer, M., Veronig, A.M., Vršnak, B., Rybák, J., Gömöry, P., Stoiser, S., Maričić, D., 2008. Acceleration in fast halo CMEs and synchronized flare HXR bursts. *Astrophys. J. Lett.* 673, L95–L98.
- Thompson, B.J., Plunkett, S.P., Gurman, J.B., Newmark, J.S., St. Cyr, O.C., Michels, D.J., 1998. SoHO/EIT observations of an Earth-directed coronal mass ejection on May 12, 1997. *Geophys. Res. Lett.* 25, 2465–2468.
- Uchida, Y., 1960. On the excitors of type II and type III solar radio bursts. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* 12, 376–397.
- Uchida, Y., 1974. Behavior of the flare-produced coronal MHD wavefront and the occurrence of type II radio bursts. *Solar Phys.* 39, 431–449.
- Vršnak, B., Aurass, H., Magdalenic, J., Gopalswamy, N., 2001. Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts I. Basic properties. *Astron. Astrophys.* 377, 321–329.
- Vršnak, B., Magdalenic, J., Aurass, H., Mann, G., 2002. Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. II. Coronal magnetic field and Alfvén velocity. *Astron. Astrophys.* 396, 673–682.
- Vršnak, B., Magdalenic, J., Zlobec, P., 2004. Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. III. Physical conditions in the upper corona and interplanetary space. *Astron. Astrophys.* 413, 753–763.
- Vršnak, B., Cliver, E.W., 2008. Origin of coronal shock waves. Invited review. *Solar Phys.* 253, 215–235.
- Wild, J.P., 1962. The radio emission from solar flares. *J. Phys. Soc. Jpn.* 17, 249–258.
- Yashiro, S., Gopalswamy, N., Michalek, G., St. Cyr, O.C., Plunkett, S.P., Rich, N.B., Howard, R.A., 2004. A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft. *J. Geophys. Res.* 109, 7105.
- Zhang, J., Dere, K.P., Howard, R.A., Kundu, M.R., White, S.M., 2001. On the temporal relationship between coronal mass ejections and flares. *Astrophys. J.* 559, 452–462.
- Zhang, J., Dere, K.P., Howard, R.A., Vourlidis, A., 2004. A study of the kinematic evolution of coronal mass ejections. *Astrophys. J.* 604, 420–432.
- Zucca, P., Carley, E.P., McCauley, J., Gallagher, P.T., Monstein, C., McAteer, R.T.J., 2012. Observations of low frequency solar radio bursts from the rosse solar-terrestrial observatory. *Solar Phys.* 280, 591–602.