

Universidade de São Paulo  
Instituto de Astronomia e Geofísica e Ciências Atmosféricas  
Departamento de Astronomia

Miguel Andrés Páez Murcia

**Estudo da Existência das Instabilidades  
Kelvin-Helmholtz e Rayleigh-Taylor em uma Ejeção de  
Massa Coronal**

São Paulo  
2013



Miguel Andrés Páez Murcia

**Estudo da Existência das Instabilidades  
Kelvin-Helmholtz e Rayleigh-Taylor em uma Ejeção de  
Massa Coronal**

Dissertação apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Versão Corregida. O original encontra-se disponível na Unidade.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador: Prof<sup>a</sup>. Dra. Vera Jatenco Silva Pereira

São Paulo

2013





*Dedicada al Amor de mi Vida:*

*Mi Mamá....*



## Agradecimentos

Neste momento penso em bastantes pessoas que me ham acompanhado no transcurso de este caminho, acho difícil conseguir expressar todo meu afeto e gratidão a elas.

É um agradecimento especial,

A minha orientadora Vera, pela constante amabilidade e paciência nestos dois anos.

A Diego pela constante ajuda e pelos bons conselhos no projeto.

A Merav Opher por incentivar meu projeto.

A mi Mamá, mi hermana y mis sobrinas por ese amor tan grande que todos los días siento...

A Mi Monita Hermosa ... a quien amo con todo mi corazón...

A mi amigo Mauricio por su amistad tan leal y sincera...

A mis amigos Javier, Ricardo, Gustavo, Juan Carlos y Nathalia por la compañía en São Paulo...

A meus amigos do IAG, Rodrigo, Patricia, Rogério, Reinaldo, Douglas, Bruno quem são grandes pessoas e estou feliz de conhece-los!

Ao IAG, e CNPq pela confiança em mim...





## Resumo

O presente trabalho é um estudo da existência de instabilidades *Kelvin-Helmholtz* (*IKH*) e *Rayleigh-Taylor* (*IRT*) entre ejeção de massa coronal (do inglês: *Coronal Mass Ejections* (*CMEs*)) e o vento solar. Nós propomos um mapeamento dos campos magnéticos ( $B$ ), densidades ( $\rho$ ) e velocidades ( $U$ ) para duas situações diferentes de interação entre a *CME* e o vento solar. A primeira é apropriada para a *IKH*, onde assumimos uma *CME* ainda em ejeção. Nesta situação o flanco norte da *CME* interage com o vento solar rápido e o flanco sul interage com o vento solar lento. Na segunda situação analisamos a existência da *IRT*, onde o enfoque foi analisar o comportamento da interface de uma ejeção interplanetária de massa coronal (do inglês *Interplanetary Coronal Mass Ejections* - *ICME*) que se expande no vento solar. Usando a teoria proposta em 1961 por Chandrasekhar para as instabilidades magnéticas, restringimos o valor das variáveis ( $B$ ,  $\rho$ ,  $U$ ) que satisfazem as condições para a existência das *IKH* e *IRT*. Finalmente, utilizando estes intervalos encontramos as regiões onde as instabilidades podem ocorrer. Para a *IKH* no flanco do vento rápido se conclui que ela ocorre em distâncias  $< 1,41 R_{\odot}$  acima da superfície solar, unicamente para campos magnéticos da *CME* entre 1 e 2,88 G. No flanco do vento lento o intervalo de existência é  $< 0,46 R_{\odot}$  para campos entre 1 e 1,81 G. Em ambos casos, nossos resultados estão compatíveis com os dados e modelos apresentados na literatura. Para a *IRT* não encontramos instabilidades magnéticas. Isto reflete a necessidade de um maior refinamento tanto na modelagem quanto no valor para o campo magnético que é uma variável muito incerta neste tipo de estudo.



## Abstract

The aim of this work is to study *Kelvin-Helmholtz* (*IKH*) and *Rayleigh-Taylor* (*IRT*) instabilities between coronal mass ejections (*CMEs*) and the solar wind. Our propose is to map the magnetic fields( $B$ ), densities ( $\rho$ ) and velocities ( $U$ ) for two distinct interaction situations between *CME* and solar wind. The first one is appropriate to *IKH* and is assumed a *CME* still in ejection. In this situation the northern flank of *CME* interacts with the fast solar wind and the southern flank interacts with the slow one. In the second one we analyze the existence of *IRT* focused on the behavior of a interplanetary coronal mass ejection, which expands in the solar wind. Using the Chandrasekhar theory (1961) for the magnetic instabilities, the variables ( $B, \rho, U$ ) were fixed on the value that satisfies the *IKH* and *IRT* existence conditions. Finally, using there ranges we found the regions where the instabilities can occur. Relatively to *IKH*, in fast wind flank we concluded that it can be found at distances  $< 1.41 R_{\odot}$  above the solar surface, only for *CME* magnetic fields between 1 and 2.88 G. In the slow wind, the existence range is under  $0.46 R_{\odot}$  to fields between 1 and 1.81 G. Im both cases, our results are compatible with data and models presented in the literature. For *IRT*, we did not find any magnetic instabilities. Furthermore it is necessary to refine the modeling and the magnetic field value, which is a very uncertain variable in this kind of work.



# Lista de Figuras

- 1.1 Estrutura do Sol; interior solar núcleo, zona radiativa, zona convectiva; superfície solar composta pela fotosfera; atmosfera solar constituída pela cromosfera, a região de transição e a coroa solar. Valores de da temperatura em graus K, distancias em raios solares  $R_{\odot}$ . Valores tomados de [Priest \(1982\)](#). 22
- 1.2 Diagrama ilustrativo para a formação do vento solar. Nas linhas abertas do campo magnético propias de *CHs* se origina o vento solar rápido com velocidades de 250 km/s a 750 km/s. O vento lento originado nas linhas fechadas de campo magnético com velocidades de 100 km/s a 400 km/s. Imagem editada de [Harra et al. \(2008\)](#). . . . . 24
- 1.3 Morfologia dos tipos de *CMEs*. Do lado esquerdo *CME* estreita (do inglês *Narrow*), consideradas jatos de plasma, originadas nas linhas abertas de campo magnético. Do lado direito, uma *CME* normal rodeada do vento solar rápido (fast wind) e lento (slow wind), conformada pelo núcleo (*core*), a cavidade (*cavity*) e o arco frontal (frontal loop). . . . . 25
- 1.4 Na seqüência de imagens da esquerda à direita e acima para baixo, mostramos o inicio de surgimento de um jato estreito (*streamer*) e sua evolução se tornando uma protuberância (*coronal loop*) sendo sua parte interna conhecida como cavidade (*cavity*) e a parte central como núcleo (*core*). Série de imagens observadas em *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) 304Å do evento do dia 1 de maio de 2013, que mostra a morfologia de uma *CME* explicada na figura 1.3 . . . . . 27

1.5	De esquerda a direita se mostra a formação dos vórtices da <i>IKH</i> antes de entrar na fase da turbulência entre dois fluidos com seus respectivos campos magnéticos ( $B_{1,2}$ ), velocidades ( $U_{1,2}$ ) e densidades ( $\rho_{1,2}$ ). . . . .	28
1.6	Formação dos <i>fingers</i> da <i>IRT</i> , enquanto energia magnética é liberada a medida que as linhas de força expandem, aliviando a pressão magnética. .	29
2.1	Ambiente de estudo da <i>IKH</i> e <i>IRT</i> magnéticas numa <i>CME</i> . Mostre-se a região cisalhamento entre a <i>CME</i> e o vento solar; e o arco frontal da <i>CME</i> onde é claro um gradiente de pressão entre o fluido do núcleo da ejetar e o vento solar . . . . .	32
2.2	Formação dos <i>fingers RT</i> em um meio caracterizado por: $\rho_2 < \rho_1$ , $B_2 > B_1$ .	33
2.3	(a). Plasma da <i>CME</i> de 7 junho de 2011 voltando ao Sol. Intensidade 193Å. (b). Arcos em expansão com pequenos <i>fingers</i> e arcos interiores. (c). . Formação dos três Chifres: H1, H2 e H3, imagen de intensidade 171 Å. Imagens de <a href="#">Innes et al. (2012)</a> . . . . .	38
2.4	Série de imagens em 171Å mostrando a evolução dos picos na parte exterior da erupção do dia 7 de junho de 2011. Imagem editada de <a href="#">Innes et al. (2012)</a> .	39
2.5	Imagen de <a href="#">Hillier et al. (2012)</a> , representa proeminência do 3 de Outubro de 2007 observada na linha espectral Ca II H-line 396.8 nm. Tamanho do pixel 0.108 arcsec pixel <sup>-1</sup> . A flecha branca significa a posição do glóbulo descendo em direção à superfície solar. . . . .	41
2.6	Formação dos vórtices da Instabilidades magnética de Kelvin-Helmholtz em um meio que $U_1 > U_2$ , $\rho_1 < \rho_2$ e $B_1 < B_2$ . . . . .	43
2.7	Deteção dos vórtices da <i>IKH</i> no flanco norte da <i>CME</i> do 3 de Novembro de 2010. Imagem de <i>SDO/AIA</i> em 131°. O aumento do eixo X(arcsecs) é dirigido a oeste, Y se incrementa ao norte. Imagem de <a href="#">Foullon et al. (2011)</a> .	48

2.8	Conjunto de fotos em período de 12 segundos que mostram o desenvolvimento da <i>IKH</i> no borde da <i>CME</i> . $\lambda$ representa o comprimento de onda das ondulações coerentes da <i>IKH</i> , $h$ é a altura dos vórtices. Imagem de <a href="#">Foullon et al. (2011)</a> . . . . .	49
2.9	Imagem de <a href="#">Möstl et al. (2013)</a> , Fronteira da <i>CME</i> de 24 de fevereiro de 2011, onde se percebe estruturas quase periódicas associadas a vórtices da <i>IKH</i> , estas tem comprimento de onda $\lambda \approx 14.4$ Mm, e e velocidade de propagação de $\sim 320 \pm 20$ km/s. Imagem de <a href="#">Möstl et al. (2013)</a> . . . . .	50
3.1	Zonas de estudo da <i>IKH</i> caracterizadas pela presença de cisalhamentos entre o vento solar e a ejeção em formação. . . . .	54
3.2	Zonas I e II de estudo da <i>IKH</i> . Regiões caracterizadas por ter propriedades velocidades $(U_{SW}^{Fast}, U_{SW}^{Slow})$ , densidades $(n_{SW}^{Fast}, n_{SW}^{Slow})$ e campo magnético $(B_{SW}^{Fast}, B_{SW}^{Slow})$ de magnitudes opostas . . . . .	56
3.3	Perfis de $U_{SW}^{Fast}(\tilde{R})$ e $U_{SW}^{Slow}(\tilde{R})$ em km/s. . . . .	59
3.4	Gráfico de densidade do vento solar rápido $n_{SW}^{Fast}(\tilde{R})$ e lento $n_{SW}^{Slow}(\tilde{R})$ e em $cm^{-3}$ . . . . .	60
3.5	Campos magnéticos do ambiente solar, nas zonas I e II. Os valores o equador e os polos são sugeridos por <a href="#">Manchester et al. (2004)</a> . . . . .	61
3.6	Gráfico do campo magnético para o vento rápido e lento. . . . .	62
3.7	Esquema da expansão da <i>CME</i> para diferentes pontos. . . . .	64
3.8	Gráfico de $\xi^{Fast,Slow}(m^{Fast,Slow})$ da eq. (3–29). . . . .	69
3.9	Gráfico de $\xi^{Fast,Slow}(\tilde{R})$ da eq. (3–30). . . . .	69
3.10	Gráfico do expoente $y = \log 22 \left( n_{SW}(\tilde{R})22 \right)$ , para o vento lento ( <i>slow</i> ) e rápido ( <i>fast</i> ). . . . .	70
3.11	Soluciones para eq. (3–33) para a interação <i>CME</i> e sua envoltura. . . . .	71
4.1	Modelos de distorção dos tubos de fluxo ao propagar se no meio interplanetário. . . . .	76

4.2	Modelamento proposto para a ICME. A ideia principal é uma esfera com um coracao ( <i>core</i> ) denso que se expande rapidamente e que esta envolvido por uma camada que se interpreta como o <i>Forntal loop</i> da ICME. . . . .	76
4.3	Formação dos <i>fingers</i> da IRT desde a região do núcleo ( <i>core</i> ) da ICME ao vento solar ( <i>SW</i> ). . . . .	77
4.4	Gráfico $R_{ICME}(\tilde{R})$ em $R_{\odot}$ ( $Rs$ ), o valor inicial é tomado da referência: <a href="#">Gopalswamy and Yashiro (2011)</a> e assumido como $1,5 R_{\odot}$ . . . . .	79
4.5	Gráfico da eq. (4-8) para o perfil de $B_{ICME}$ (G). . . . .	81
4.6	Gráfico da densidade $n_{core}$ $cm^{-3}$ da eq. (4-15). . . . .	82
4.7	Comparação dos perfis das densidades de $n_{SW}^{slow}(\tilde{R})$ ( $cm^{-3}$ ) da eq. (3-8) do capítulo 3, e $n_{core}(\tilde{R})$ ( $cm^{-3}$ ) da eq. (4-15). . . . .	83
4.8	Gráfico de E e D, num intervalo exagerando o intervalo para $\tilde{R}$ , nao se presenciam cortes das funções. . . . .	84
5.1	Comparação do perfil $\xi = \log 22 \left(1,67m^222\right)$ e $\xi = m$ . . . . .	88
5.2	Diagrama que mostra as velocidades para pontos na CME. O vetor verde representa a resultante entre as componentes da velocidade de expansão $\vec{U}_{Exp}$ e a velocidade do centro da CME. . . . .	90



# Lista de Tabelas

3.1	Constantes para o perfil da eq. (3-5) para o vento rápido $U_{sw}^{Fast}$ e lento $U_{sw}^{Slow}$ . As unidades são $a(km/s)$ , $m(km/s)$ . . . . .	58
3.2	Valores à serem usados. As unidades: $B(G)$ , $n(cm^{-3})$ $U(km/s)$ . . . . .	66
3.3	Valores de Expoentes para a (3-28) . . . . .	70
3.4	Intervalos de soluções da eq. (3-33) para os $\xi$ , $y$ , $c$ . . . . .	72
3.5	Intervalo de $\tilde{R}$ para as soluções da tabela 3.4. . . . .	72



# Sumário

<b>1</b>	<i>Introdução</i>	21
<b>2</b>	<i>Instabilidades Rayleigh-Taylor e Kelvin-Helmholtz</i>	31
2.1	<i>Instabilidade Rayleigh-Taylor</i>	32
2.1.1	<i>Instabilidades Rayleigh-Taylor no Ambiente Solar</i>	37
2.2	<i>Instabilidade Kelvin-Helmholtz</i>	42
2.2.1	<i>Instabilidades Kelvin-Helmholtz no Ambiente Solar</i>	48
<b>3</b>	<i>Modelo da Instabilidade Kelvin-Helmholtz em uma CME</i>	53
3.1	<i>Modelamento da Instabilidade Kelvin-Helmholtz em uma CME</i>	53
3.1.1	<i>Vento Solar</i>	57
3.1.2	<i>Densidade do Vento Solar</i>	59
3.1.3	<i>Campo Magnético do Vento Solar</i>	61
3.1.4	<i>Velocidade da CME</i>	63
3.1.5	<i>Densidade da CME</i>	65
3.1.6	<i>Campo Magnético da CME</i>	65
3.1.7	<i>Solução para a existência da IKH</i>	66
<b>4</b>	<i>Modelo da Instabilidade Rayleigh-Taylor em uma ICME</i>	75
4.1	<i>Instabilidade Rayleigh-Taylor em uma ICME</i>	75
4.2	<i>Raio da ICME</i>	78
4.3	<i>Campo Magnético da ICME</i>	80
4.3.1	<i>Densidade da ICME</i>	81

---

4.4	<i>Solução para a existência da IRT . . . . .</i>	83
<b>5</b>	<i>Discussão</i>	87
5.0.1	<i>Quem é mais importante <math>n_{sw}</math> ou <math>U_{sw}</math> ? . . . . .</i>	87
5.0.2	<i>Velocidade da CME diferente de Zero? . . . . .</i>	88
5.0.3	<i>Aumentos: <math>y + \delta y</math> e <math>\xi + \delta \xi</math> . . . . .</i>	91
<b>6</b>	<i>Conclusões e Perspectivas</i>	93
6.1	<i>Conclusões . . . . .</i>	93
6.2	<i>Perspectivas . . . . .</i>	94
	<i>Referências</i>	104

## Introdução

O Sol e a Terra são bem conhecidos mas o espaço entre eles não é. Este espaço, conhecido como *espaço interplanetário* ou *meio interplanetário*, consiste do material que preenche o sistema solar e no qual os corpos maiores, tais como planetas, asteróides e satélites movimentam-se. No meio interplanetário está incluso a poeira interplanetária, os raios cósmicos, elétrons e íons. Este ambiente Sol-Terra constitui um laboratório de fenômenos interessantes; devido a contínua interação dos fenômenos solares e as contínuas mudanças no comportamento do Sol.

O Sol é uma estrela de classificação espectral tipo G, com raio ( $R_{\odot}$ ) de  $6,96 \times 10^8$  m, equivalente à  $\sim 109$  vezes o raio da Terra; sua massa ( $M_{\odot}$ ) é  $1,98 \times 10^{30}$  kg, ou seja  $\sim 332$  vezes a massa da Terra. Sua estrutura está formada internamente pelo *núcleo*, a *zona radiativa*, a *zona convectiva*, na superfície pela *fotosfera*, e externamente pela *cromosfera*, *região de transição* e a *coroa solar*. A coroa solar se compõem da coroa interior ( $\leq 2R_{\odot}$ ) e a coroa exterior ( $\geq 2R_{\odot}$ ). A distribuição destas regiões se pode ver na figura 1.1. O núcleo tem um raio  $\sim 0,25R_{\odot}$ , esta zona tem uma densidade de  $\sim 160\text{g/cm}^3$  e temperatura de  $\sim 15,7 \times 10^6$  K. A zona radiativa com dimensão  $\sim 0,86R_{\odot}$ , temperatura de  $\sim 8 \times 10^6$  K; na zona convectiva a energia é transportada por movimentos convectivos. A fotosfera se caracteriza por ser uma fina camada de  $\sim 550$  km de espessura,  $\sim 5000$  K de temperatura, aqui é onde são vistas as características do Sol como as manchas solares e a granulação solar. A cromosfera, é uma camada visualmente transparente, de  $\sim 2,5$  Mm onde a temperatura aumenta rapidamente chegando a valores de  $10^6$  K na região de transição.

A coroa solar é a camada mais externa do Sol, é um tipo de atmosfera de plasma que estende-se a alguns milhões de km. Esta é visível utilizando-se um coronógrafo ou em um eclipse total de Sol. A coroa é muito mais quente que a superfície solar com temperaturas

$> 10^6$  K, baixa densidade  $\sim 10^{-16}$  g/cm<sup>3</sup> e composta principalmente por H<sup>+</sup>. A atividade da coroa é atribuída à dissipação de energia magnética previamente armazenada, ou injetada continuamente via um fluxo de ondas. [Parker \(1972\)](#), foi o primeiro a sugerir que o aquecimento coronal, pode ser o resultado da dissipação da energia magnética associada a campos magnéticos fotosféricos. [Zhang and Low \(2005\)](#) ressalta que na coroa solar, o número *Reynolds magnético* ( $R_m$ ) está no intervalo de  $10^8$  a  $10^{15}$ , este grande número produz um comportamento *MHD ideal* em grandes escalas, modificado com consequência dinâmica em pequenas escalas os processos resistivos, sugerindo que o plasma coronal se comporta como um condutor perfeito no qual o campo é congelado.

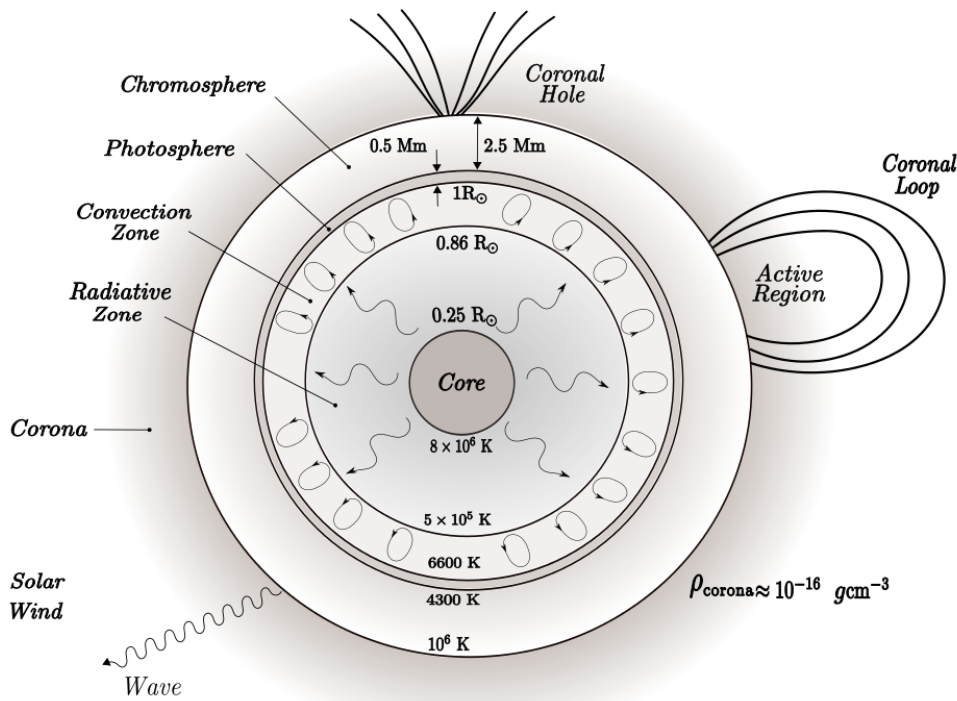


Figura 1.1: Estrutura do Sol; interior solar núcleo, zona radiativa, zona convectiva; superfície solar composta pela fotosfera; atmosfera solar constituída pela cromosfera, a região de transição e a coroa solar. Valores de da temperatura em graus K, distancias em raios solares  $R_{\odot}$ . Valores tomados de [Priest \(1982\)](#).

Pelos contínuos processos no Sol, ele tem uma variação periódica em sua atividade magnética, esta implica alterações em seus níveis de radiação e ejeções de material. Nestas oscilações de comportamento se apresentam fenômenos como as *manchas solares*, e os

---

clarões, do inglês *Flares* (*por conveniência de aqui para frente utilizaremos as siglas em inglês no texto e nas expressões matemáticas*); o número destes aumenta no máximo de atividade solar e diminui no mínimo. Este período de mudança é conhecido como *ciclo de atividade magnética solar* e tem uma duração média de 11 anos. A previsão do ciclo solar é um tópico extremamente extenso que abrange um grande número de propostas e hipóteses.

O campo magnético do Sol é um elemento fundamental no estudo de processos não estacionários e de não-equilíbrio do ambiente solar, pois este desempenha um papel chave nos fenômenos como *Manchas Solares*, buracos coronais em inglês *Coronal Holes (CH)*, *Flares*, vento Solar o qual pode ser rápido ou lento, e as Ejeções Coronais de Massa (do inglês *Coronal Mass Ejections-CME*). O campo magnético solar é gerado na zona de convecção por um processo conhecido como *Dínamo Solar*, proposto inicialmente por Parker (1955). O campo magnético pode gerar variedade de estruturas de densidade, suprimindo movimentos do fluido convectivos ou confinando-los, também inibe a condução de térmica que permite a presença de estruturas multi-temperatura e alta condutividade na coroa solar.

Do campo magnético solar podemos destacar duas geometrias, uma a do campo poloidal típico dos polos, caracterizado por ser um campo de linhas abertas, como se mostra na 1.1. Este tipo de campo é próprio de *Buracos Coronais (CHs)*. Cranmer (2009) comenta dos *CHs*, que são regiões de baixa densidade onde se permite a existência de um fluxo de alta velocidade. Um *CH* é um tópico de permanente interesse, umas das razões é que os *CHs* conformam cenários quase estacionários, que ao ser comparados com outras regiões permitem uma modelagem mais fácil. As linhas fechadas do campo solar são relacionadas com um campo bipolar, este é próprio de *Região Ativas* (do inglês *Active Region - ARs*), uma *AR* é uma manifestação de grande escala do campo magnético na fotosfera do Sol ( $\sim$  KG), estas regiões apresentam uma alta densidade de *Loops Coronais* os quais são linhas do campo magnético em forma da letra grega “ $\Omega$ ” (figura 1.1), formadas pelo campo trançado dentro do Sol mediante o processo de dínamo solar.

---

---

O Vento Solar (do inglês *Solar Wind -SW*), é uma corrente altamente anisotrópica de partículas que se propaga radialmente preenchendo a heliosfera ([Parker 1958](#)), deste modo é um elemento indispensável no estudo do clima espacial, pois interage com os demais fenômenos solares da mesma forma que fazem um objeto num fluido. O vento solar é constituído de elétrons, prótons e íons, os quais mostram a composição da atmosfera solar onde tem origem. Estas partículas podem escapar do Sol pela alta energia cinética e alta temperatura da coroa solar, elas tem usualmente energia entre 1,5 – 10 keV. O vento solar é regido pelos princípios da conservação da massa e momento de um fluido; é equilibrado pelo campo gravitacional do Sol ([Priest 1982](#)). O vento solar, está subdividido em dois tipos que diferem principalmente em sua velocidade (figura 1.2), um tipo é o vento rápido originado nos *CHs* e regiões similares onde as linhas do campo magnético são abertas e tem uma velocidade  $\geq 750$  km/s. Por outra parte está o vento lento de velocidade  $\leq 500$  km/s, originado ao redor do equador solar.

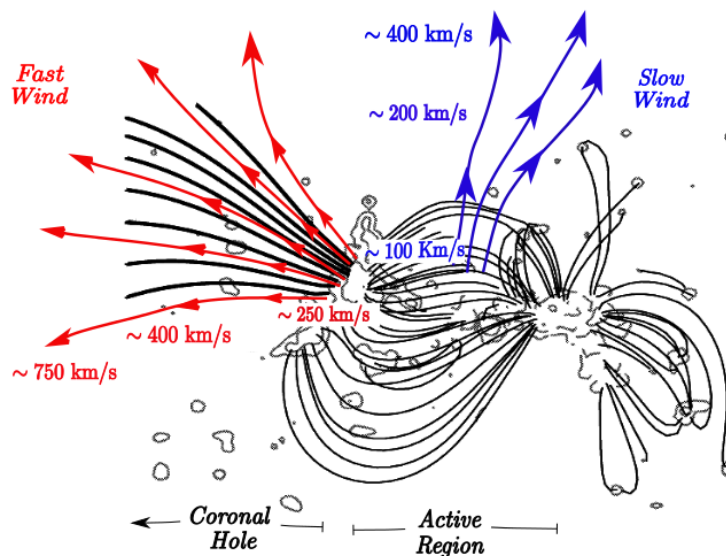


Figura 1.2: Diagrama ilustrativo para a formação do vento solar. Nas linhas abertas do campo magnético próprias de *CHs* se origina o vento solar rápido com velocidades de 250 km/s a 750 km/s. O vento lento originado nas linhas fechadas de campo magnético com velocidades de 100 km/s a 400 km/s. Imagem editada de [Harra et al. \(2008\)](#).



As ejeções de massa coronal *CMEs*, são fenômenos eruptivos episódicos que ocorrem no Sol e inclusive em algumas estrelas como as estrelas de baixa massa (Khodachenko et al. 2007) e (Lammer et al. 2007). Hundhausen et al. (1984) define uma *CME* como uma mudança observável ao longo de vários minutos à várias horas na estrutura coronal do Sol que envolve grandes perturbações no vento solar e reconfigurações no campo magnético da corona solar. Estas erupções se originam nas *ARs* onde é possível o armazenamento de energia magnética para a erupção do plasma solar. Desde sua primeira detecção no ano 1970 (Tousey 1973), mais de 10.000 *CMEs* tem sido analisadas por vários coronógrafos espaciais e terrestres como *Helios*, *Yohkoh*, *Solar Dynamics Observatory (SDO)*, *Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO)*, entre outros.

Existem dois tipos de *CMEs*, as *estreitas* e as *normais*. As primeiras menos estudadas, são jatos de plasma ao longo das linhas abertas do campo magnético (figura 1.3) que são originadas usualmente nos *CHs*. Gilbert et al. (2001) comenta que uma *CMEs estreita* pode ter uma largura angular  $\lesssim 15^\circ$ , e uma velocidade de  $\sim 420$  km/s. Por outro lado as *CMEs Normais* (de aqui para frente *CME*) são consideradas como a erupção de um *Flux Rope*, Illing and Hundhausen (1985) aclara que elas tem a típica estrutura de três partes: estrutura frontal (*Frontal Loop*), cavidade (*Cavity*) e centro (*Core*).

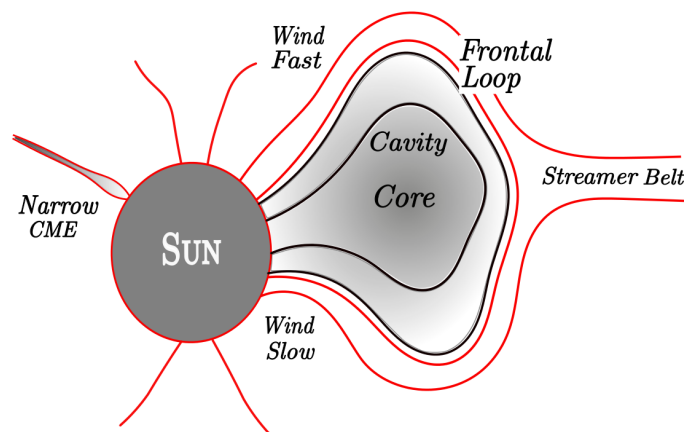


Figura 1.3: Morfologia dos tipos de *CMEs*. Do lado esquerdo *CME* estreita (do inglês *Narrow*), consideradas jatos de plasma, originadas nas linhas abertas de campo magnético. Do lado direito, uma *CME* normal rodeada do vento solar rápido (fast wind) e lento (slow wind), conformada pelo núcleo (*core*), a cavidade (*cavity*) e o arco frontal (*frontal loop*).

---

Yashiro et al. (2004) explica que no máximo do ciclo solar as *CMEs* são detectadas em todas as latitudes e no mínimo solar as *CMEs* se originam no equador em uma estrutura de campo magnético fechado denominada *Stream Belt*, como se pode ver na figura 1.3 . Vários mecanismos tem sido propostos para a formação das *CMEs* (Forbes 2000). Estes mecanismos essencialmente consideram a perda de estabilidade ou equilíbrio do campo magnético na coroa, e explicam que a energia armazenada na preerupção da *CME* deve ser suficiente para abrir as linhas de campo magnético, vencer a atração gravitacional e dar energia cinética à *CME* para ser ejetada (figura 1.4). Na ascensão de uma *CME*, as linhas do campo magnético são afastadas, este processo é seguido da reconexão das linhas de campo através de processos magnetohidrodinâmicos dissipativos, resultando em um *Flare* assim como modela Mittal and Narain (2010). Chen (2011), explica que existem vários modelos de iniciação das *CMEs*, quase são da mesma natureza, mas alguns deles enfatizam em aspectos diferentes ou que se baseiam em mecanismos diferentes.

O trabalho de Zhang and Dere (2006) apresenta resultados de um estudo estatístico da acelerações de *CMEs* e onde se reconhecem três etapas na evolução cinemáticas das *CME*: iniciação, aceleração e propagação. As duas primeiras medidas na coroa interna  $< 2,0R_{\odot}$ , bem conhecidas pelas observações, e a última fase medida na coroa externa  $> 2,0R_{\odot}$ . A iniciação é uma fase lenta, a fase de aceleração corresponde a um rápido aumento da velocidade da *CME*, e a última fase, a propagação caracteriza a *CME* com uma cinemática de velocidade de constante. Eles encontram que a meia da aceleração na segunda fase é de  $330,9 \text{ m/s}^2$ , com uma meia de duração de 180 minutos. Estudos mostram que existem *CMEs* com fortes acelerações que podem chegar à ter valores de  $> 1000 \text{ m/s}^2$ , estes tipo de eventos foram reportados por Zhang et al. (2001) e Gallagher et al. (2003).

Um fluxo qualquer de evolução lenta por efeitos de suas interações macroscópicas e microscópicas pode experimentar mudanças rápidas em sua dinâmica, que eventualmente pode destruir, alterar o padrão de fluxo. Tais processos são normalmente atribuídos ao efeito de uma *instabilidade*, que é uma perturbação que cresce exponencialmente, ou seja um plasma torna-se instável quando o gradiente da velocidade, pressão, ou o campo

---



Figura 1.4: Na seqüência de imagens da esquerda à direita e acima para baixo, mostramos o início de surgimento de um jato estreito (*streamer*) e sua evolução se tornando uma protuberância (*coronal loop*) sendo sua parte interna conhecida como cavidade (*cavity*) e a parte central como núcleo (*core*). Série de imagens observadas em *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) 304Å do evento do dia 1 de maio de 2013, que mostra a morfologia de uma *CME* explicada na figura 1.3

magnético é superior que no início. [Biskamp \(2003\)](#) explica que a *instabilidade Kelvin-Helmholtz (IKH)* é impulsionada por uma velocidade de cisalhamento (*shear*) e a *instabilidade Rayleigh-Taylor (IRT)* é causada por uma força de empunhe num sistema estratificado desempenhando um papel fundamental na dinâmica do plasma macroscópico.

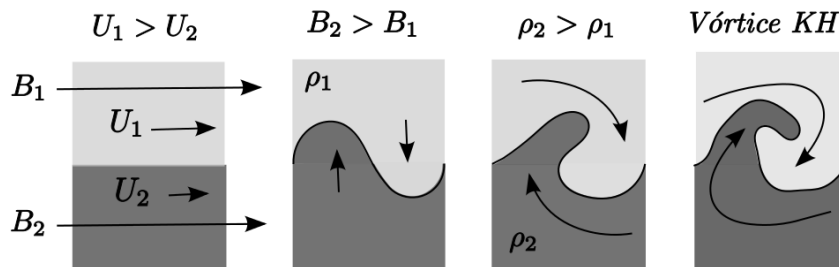


Figura 1.5: De esquerda a direita se mostra a formação dos vórtices da *IKH* antes de entrar na fase da turbulência entre dois fluidos com seus respectivos campos magnéticos ( $B_{1,2}$ ), velocidades ( $U_{1,2}$ ) e densidades ( $\rho_{1,2}$ ).

As instabilidades representam a perda de equilíbrio do sistema, e tem um papel importante na geração de turbulência de pequena escala, a primeira candidata a *IKH* (figura 1.5), pela presença de gradientes de velocidade, outra candidata é a *IRT* (figura 1.6), pela estratificação do meio que impulsionam novos processos. [Biskamp \(2003\)](#) acrescenta que estas duas instabilidades são fortemente afetadas pela presença do campo magnéticos, pois nesta situação a rigidez das linhas do campo magnético podem exercer uma influência que permite estabilizar a interface dos fluidos, ou levar o sistema à outra forma instável.

A *IKH*, existe quando consideramos o caráter de equilíbrio de um fluido tenee com diferentes camadas ou dois fluidos em movimento relativo, um com velocidade  $U_1$ , e outro velocidade  $U_2$ , tal que  $U_1 < U_2$ , figura 1.5. Esta instabilidade é principalmente hidrodinâmica, mas na presença de um campo magnético a instabilidade está diretamente relacionada com a reconexão magnética, pois o princípio da reconexão é uma instabilidade local. Estudos teóricos feitos por [Hasegawa et al. \(2004\)](#) dos vórtices da *IKH* na magnetosfera, evidenciarem que eles desenvolvem um papel importante no papel da transferência de energia e momento do vento solar à magnetosfera. A descoberta da *IKH* na coroa solar, primeiramente foi evidenciada no trabalho de [Foullon et al. \(2011\)](#) e [Ofman and Thompson](#)

(2011), ambos correspondem a eventos diferentes. Estes trabalhos permite-nos aprofundar nossa compreensão das condições geométricas, do campo magnético e o ambiente solar.

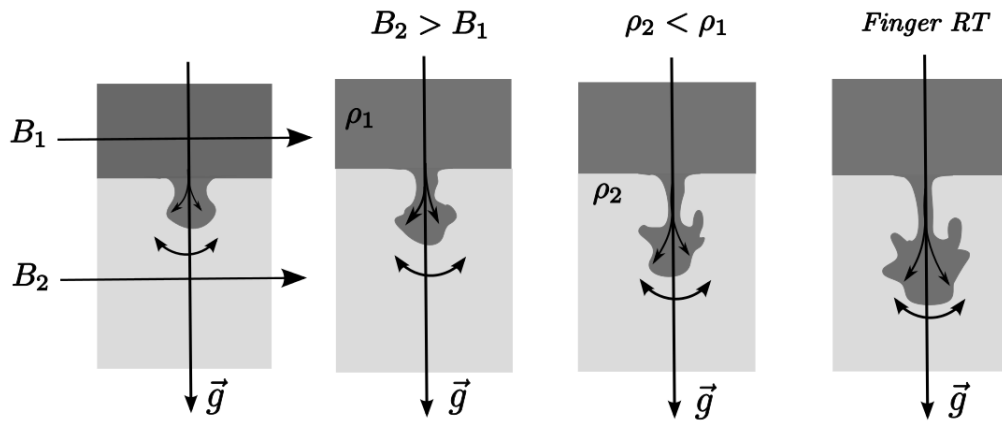


Figura 1.6: Formação dos *fingers* da *IRT*, enquanto energia magnética é liberada a medida que as linhas de força expandem, aliviando a pressão magnética.

A *IRT* magnética (figura 1.6), se desenvolve quando um fluido com densidade  $\rho_1$  é suportado por um fluido menos denso ( $\rho_2$ ) em um campo gravitacional e possivelmente um campo magnético, descrito de outra forma é a perda de equilíbrio de um fluido quando é acelerado por um fluido de densidade menor. A fase inicial desta instabilidade tem um crescimento exponencial, neste desenvolvimento se formam estruturas com forma de dedo conhecidas na literatura como *fingers* mostradas na figura 1.6. Estas estruturas se formam imediatamente antes da mistura das camadas e o início do fluxo turbulento. Vários fatores afetam o desenvolvimento da *IRT* nos fluidos: a *viscosidade*, que reduz o ritmo de crescimento; a *compressibilidade*, que diminui o comportamento das grandes perturbações; a *razão entre as densidades* ( $\rho_2/\rho_1$ ), permite um alto crescimento linear e o campo magnético, neste momento relevante em nossa pesquisa, este foi estudado numa fase linear por Chandrasekhar (1961), e numa fase não linear por Malik and Singh (1989), eles acharam que o campo magnético paralelo a interface de separação entre os fluidos tem a capacidade de estabilizar o efeito da instabilidade.

Neste trabalho vamos nos concentrar na análise da presença da *IKH* na propagação de uma *CME* no vento solar. No capítulo 2 é apresentada a parte teórica relacionada às *IKH* e *IRT*, para completeza. No capítulo 3 apresentamos nossos resultados para a *IKH*

---

na interação entre uma *CME* em formação e o vento solar. No capítulo 4 mostraremos o estudo da *IRT* entre uma *CME* que se propaga em grandes distâncias no vento solar e no capítulo 4 uma discussão dos resultados. Finalmente no capítulo 5 apresentamos nossas conclusões e perspectivas da pesquisa.

## *Instabilidades Rayleigh-Taylor e Kelvin-Helmholtz*

O objetivo deste capítulo é mostrar atenção às ferramentas matemáticas propostas por [Chandrasekhar \(1961\)](#) para nosso estudo das instabilidades magnéticas de *Kelvin-Helmholtz* (*IKH*) e *Rayleigh-Taylor* (*IRT*) para nosso estudo na interação do vento solar e uma ejeção de massa coronal. É importante esclarecer que em nosso estudo da *IKH* analisaremos a *CME* antes de seu processo de reconexão e no estudo da *IRT* discutiremos a situação onde a *CME* esta se propagando no vento solar em grandes distâncias. Isto é importante pois de aclarar pois nossa ejeção estará envolvida pelo campo magnético, sendo de importância estudar a teoria da instabilidades na presença de um campo magnético paralelo a interface de separação dos fluidos. A figura 2.1 mostra uma primeira idéia dos objetivos de nosso estudo, pois estudaremos ambientes onde existe o cisalhamento e gradiente de pressão, condições necessárias para a formação das *IKH* e *IRT* respectivamente. Neste capítulo além da teoria se mostra alguns análises de artigos relacionados com os fenômenos no ambiente solar.

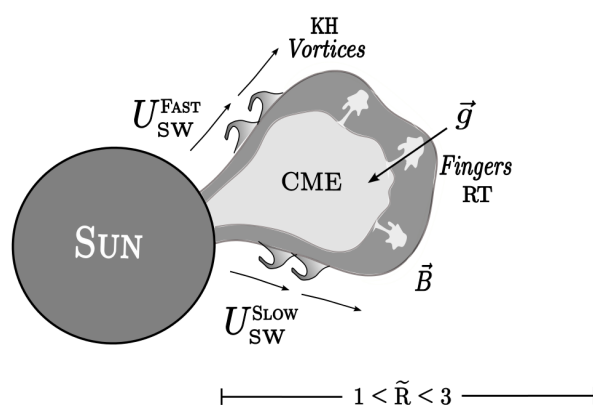


Figura 2.1: Ambiente de estudo da *IKH* e *IRT* magnéticas numa *CME*. Mostre-se a região cisalhamento entre a *CME* e o vento solar; e o arco frontal da *CME* onde é claro um gradiente de pressão entre o fluido do núcleo da ejetar e o vento solar

## 2.1 Instabilidade Rayleigh-Taylor

A *IRT* ocorre quando um fluido denso é acelerado por gravidade contra um fluido de menor densidade, situação que pode-se interpretar como onde gradiente de pressão é oposto à gravidade (Chandrasekhar 1961), isto permite a formação de estruturas conhecidas como *fingers* de *RT*, figura 2.2. Esta instabilidade é o mecanismo básico da convecção térmica mas, nesta situação o gradiente térmico torna-se ser mais importante que o gradiente de densidade. Esta configuração dos dois fluidos em presença de um campo magnético pode torna-se uma situação estável dependendo da disposição e magnitude do campo. Em muitos sistemas em astrofísica a *IRT* é importante como: em acreção sobre objetos compactos (Wang et al. (1984), Wang and Nepveu (1983) e Arons and Lea (1976)); em proeminências solares como explica Hillier et al. (2012) e Berger et al. (2011), assim como na saída de um *Flux Rope* magnético desde o interior solar com mostra Isobe et al. (2005) como suas simulações; entre outros.

Para o entendimento do fenômeno na presença de um campo magnético, nos basearemos na teoria de Chandrasekhar (1961). O estudo tem as seguintes hipóteses; se assume um fluido heterogêneo, incompressível, não viscoso e com resistividade zero, além de não



levar em conta a tensão superficial. Nesta parte trataremos a presença do campo magnético uniforme:  $H$ , na direção  $x$  que será nosso eixo horizontal, além disto o campo será transversal ao campo gravitacional  $\vec{g}$ , como mostra na figura 2.2. A densidade do fluido pode ser considerada variável e organizada em camadas. A pressão  $p$  e a densidade  $\rho$  são funções da coordenada vertical  $z$ , assumimos que o fluido está em equilíbrio e experimenta uma ligeira perturbação e assim analisaremos sua evolução. Consideramos em algum ponto  $(x, y, z)$  por resultado de uma perturbação, o aumento na densidade e a pressão são  $\rho + \delta\rho$ ,  $\delta p$ , sendo  $\delta p$  o aumento na pressão. As componentes da velocidade são  $u_i$ , que são  $u$ ,  $v$  e  $w$  para as coordenadas  $x$ ,  $y$  e  $z$ , basicamente esta instabilidade pode ser modelada ao considerar um pequeno elemento de fluido localizado em algum  $z$  que muda sua posição a um ponto de menor pressão:  $z + \delta z$ , o fluido aqui experimenta uma mudança de pressão :  $dp/dz \delta z = p(z + \delta z) - p(z)$ .

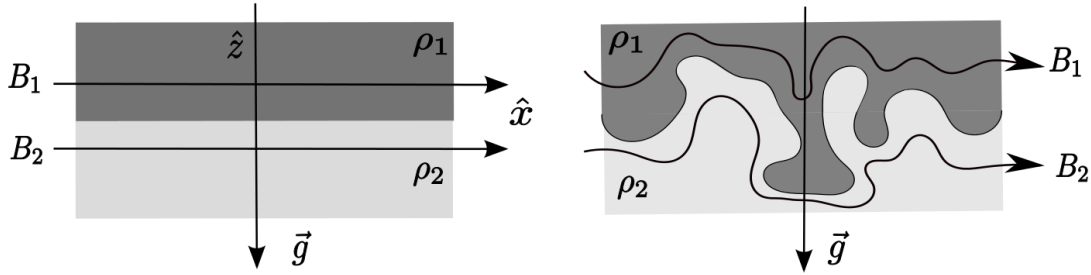


Figura 2.2: Formação dos *fingers RT* em um meio caracterizado por:  $\rho_2 < \rho_1$ ,  $B_2 > B_1$ .

Baseando-nos nas expressões que governam a perturbação na direção  $x$  as quais tem por equações:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial \delta p}{\partial x}, \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\mu H}{4\pi} \left( \frac{\partial h_y}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial y} \right) = -\frac{\partial \delta p}{\partial y}, \quad (2-2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} - \frac{\mu H}{4\pi} \left( \frac{\partial h_z}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \delta p}{\partial z} + \frac{g}{n} (D\rho)w, \quad (2-3)$$

$$\mathbf{h} = \frac{ik_x}{n} H \mathbf{u}, \quad (2-4)$$

impondo a solução correspondente aos modos normais, assumimos que as soluções são exponenciais da forma:

$$\exp(ik_x x + ik_y y + nt), \quad (2-5)$$

onde  $k_x$  e  $k_y$  são componentes do número de onda que obedecem a relação  $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ , e  $n$  é a relação de dispersão que pode ser imaginário ou real, no primeiro representando uma onda e no segundo uma instabilidade. Esta forma de soluções nas equações da perturbação (2-1) à (2-3), nos permitem chegar à:

$$\rho n u = -ik_x \delta p, \quad (2-6)$$

$$\rho n v - \frac{\mu H}{4\pi} (ik_z h_y - ik_x h_x) = -ik_y \delta p, \quad (2-7)$$

$$\rho n w - \frac{\mu H}{4\pi} (ik_x h_z - D h_x) = -D \delta p + \frac{g}{n} (D \rho) w, \quad (2-8)$$

$$\mathbf{h} = \frac{ik_x}{n} H \mathbf{u} \quad (2-9)$$

inserindo nas equações (2-7) e (2-8) as componentes de  $\mathbf{h} = (h_x, h_y, h_z)$  da expressão (2-9), as quais representam as perturbações em  $\mathbf{H}$ ; além disto é importante esclarecer que a notação:  $D = d/dz$ . Depois disto se obtém:

$$\rho n v - \frac{ik_x}{n} \frac{\mu H^2}{4\pi} \zeta = -ik_y \delta p, \quad (2-10)$$

$$\rho n w - \frac{ik_x}{n} \frac{\mu H^2}{4\pi} (ik_x w - D u) = -D \delta p + \frac{g}{n} (D \rho) w, \quad (2-11)$$

o fator  $\zeta$ , na equação (2-10), representa a componente normal da vorticidade, definido como:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (2-12)$$

se  $v$  e  $u$  seguem a lei exponencial,  $\zeta$  em (2-10) é :

$$\zeta = ik_y v - ik_x u, \quad (2-13)$$

multiplicando as equações (2-6) por  $ik_x$  e (2-10) por  $-ik_y$  e adicionando-as se obtém:

$$\left(\rho n + \frac{k_x^2 \mu H^2}{n 4\pi}\right)\zeta = 0, \quad (2-14)$$

deste modo se pode concluir que:

$$\zeta = ik_y v - ik_x u = 0. \quad (2-15)$$

assim a equação (2-10) se converte em:

$$\rho n v = -ik_y \delta p \quad (2-16)$$

as equações (2-6) e (2-16) podem ser combinadas para chegar a:

$$\rho n D w = -k^2 \delta p. \quad (2-17)$$

Da expressão (2-15) junto com a equação:

$$ik_x u + ik_y v = -D w, \quad (2-18)$$

expressando a continuidade, se acha:

$$u = i \frac{k_x}{k^2} D w. \quad (2-19)$$

Inserindo esta expressão para  $\mathbf{u}$  na equação (2-11) se pode obter:

$$\rho n w - \frac{\mu H^2 k_x^2}{4\pi k^2 n} \left(D^2 - k^2\right) w = -D \delta p + \frac{g}{n} (D \rho) w. \quad (2-20)$$

Das equações (2-17) e (2-20),  $\delta\rho$  pode ser eliminado chegando a:

$$D(\rho Dw) + \frac{\mu H^2 k_x^2}{4\pi n^2} (D^2 - k^2)w - k^2 \rho w = -\frac{gk^2}{n^2} (D\rho)w. \quad (2-21)$$

Se na equação (2-21) fazemos  $k_x = 0$ , isto quer dizer que esquecemos das perturbações na direção do campo magnético, o termo do campo presente em (2-21) é anulado, significando que a *IRT* pode desenvolver-se independentemente do campo magnético. Se  $k_x \neq 0$ , e supomos que os campos são separados em  $z = 0$ , assim é requisito que  $w$  e  $h_z$  sejam contínuas em  $z = 0$ . De acordo com a expressão (2-9) a continuidade de  $w$  assegura a continuidade de  $h_z$ . Também podemos verificar que a continuidade das tensões tangenciais não levam a condições adicionais em primeira ordem, conseqüentemente parte da condição:  $w$  é contínua em  $z = 0$ :

Imaginando a situação da figura 2.2, integrando a (2-21):

$$\int_{z_1}^{z_2} D(\rho Dw) dz + \frac{\mu k_x^2 H^2}{4\pi n^2} \int_{z_1}^{z_2} (D^2 - k^2)w dz - k^2 \rho w dz = - \int_{z_1}^{z_2} \frac{gk^2}{n^2} (D\rho)w dz. \quad (2-22)$$

chegamos à condição.

$$\Delta_0(\rho Dw) + \frac{\mu k_x^2 H^2}{4\pi n^2} \delta_0(Dw) = -\frac{gk^2}{n^2} (\rho_1 - \rho_2) w_0, \quad (2-23)$$

onde  $\rho_2 < \rho_1$  e  $B_2 > B_1$ . Aplicando a equação (2-23) nas soluções  $w_1 = Ae^{+kz}$  ( $z < 0$ ) e  $w_2 = Ae^{-kz}$  ( $z > 0$ ), se obtém:

$$n^2 = gk \left\{ \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} - \frac{\mu k_x^2 H^2}{2\pi (\rho_1 + \rho_2) gk} \right\}. \quad (2-24)$$

como a *IRT* ocorre para valores com  $n^2 > 0$ , e para ondulações na direção do campo magnético que cumprem com  $k_y = 0$  e  $k_x = k$ , encontramos que o valor de  $k$  é:

$$k_c = \frac{2\pi g(\rho_1 - \rho_2)}{\mu H^2} \quad (2-25)$$

onde a notação  $k_c$  em (2-25), significa que a interface é instável para números de onda entre:

$$0 < k < k_c, \quad (2-26)$$

a expressão (2-25) pode-se interpretar em unidades do sistema *c.g.s*, onde a permeabilidade magnética para o plasma solar  $\mu_{\text{solar}} = 1$  e o campo  $H = \mu_{\text{solar}} B$ , e  $B^2 = B_1^2 + B_2^2$ . Em notação do comprimento de onda crítica,  $\lambda_c = 2\pi/k_c$ :

$$\lambda_c = \frac{(B_2^2 + B_1^2)}{g(\rho_1 - \rho_2)}, \quad (2-27)$$

para valores menores que  $\lambda_c$  a instabilidade é suprimida. Além disto quando uma perturbação  $\lambda$  possui:  $\lambda_{max} = 2\lambda_c$ , existe um pico de crescimento; natureza anisotrópica da relação de dispersão para perturbações paralelas versus perpendiculares às linhas de campo sugerem uma evolução não linear da *IRT* magnética.

### 2.1.1 *Instabilidades Rayleigh-Taylor no Ambiente Solar*

Innes et al. (2012) é um trabalho que analisa a queda de parte do plasma da erupção rápida (Cheng et al. 2012) correspondente ao dia 7 de junho de 2011, evento percebido no *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) no *Solar Dynamics Observatory* (SDO). Os autores aproveitam este fenômeno particular para concentrar-se no estudo do movimento do plasma, pois o fenômeno mostra cortinas de plasma que caem em direção à coroa inferior, eles ressaltam características no fenômeno que permitem concluir que a *IRT* magnética aparece no evento.

Analisando a figura 2.3, corresponde a um ordenamento de três imagens de Innes et al. (2012). A parte (a). no primeiro quadro (a), o evento é revelado na intensidade de 193Å; no quadro (b) as flechas brancas representam as velocidades, a barra vermelha mostra

espaçamento típico entre os *fingers* da instabilidade. Na parte (b). se possibilita descrever como a erupção inicialmente tem uma expansão em grande escala e exibe a formação de pequenas cavidades que se difundem pelos gradientes de pressão provavelmente associadas com a saída do fluxo expulsado no lugar. Como a cavidade é expandida, novas pequenas escalas de pequenos *fingers* e arcos são formados dentro. Por último na parte (c). se expõem também três estruturas de chifre simbolizados com a letra **H** por sua escritura em inglês: *Horn*, *Innes et al. (2012)* evidencia a idéia que podem existir efeitos do fundo para que existam os chifres.

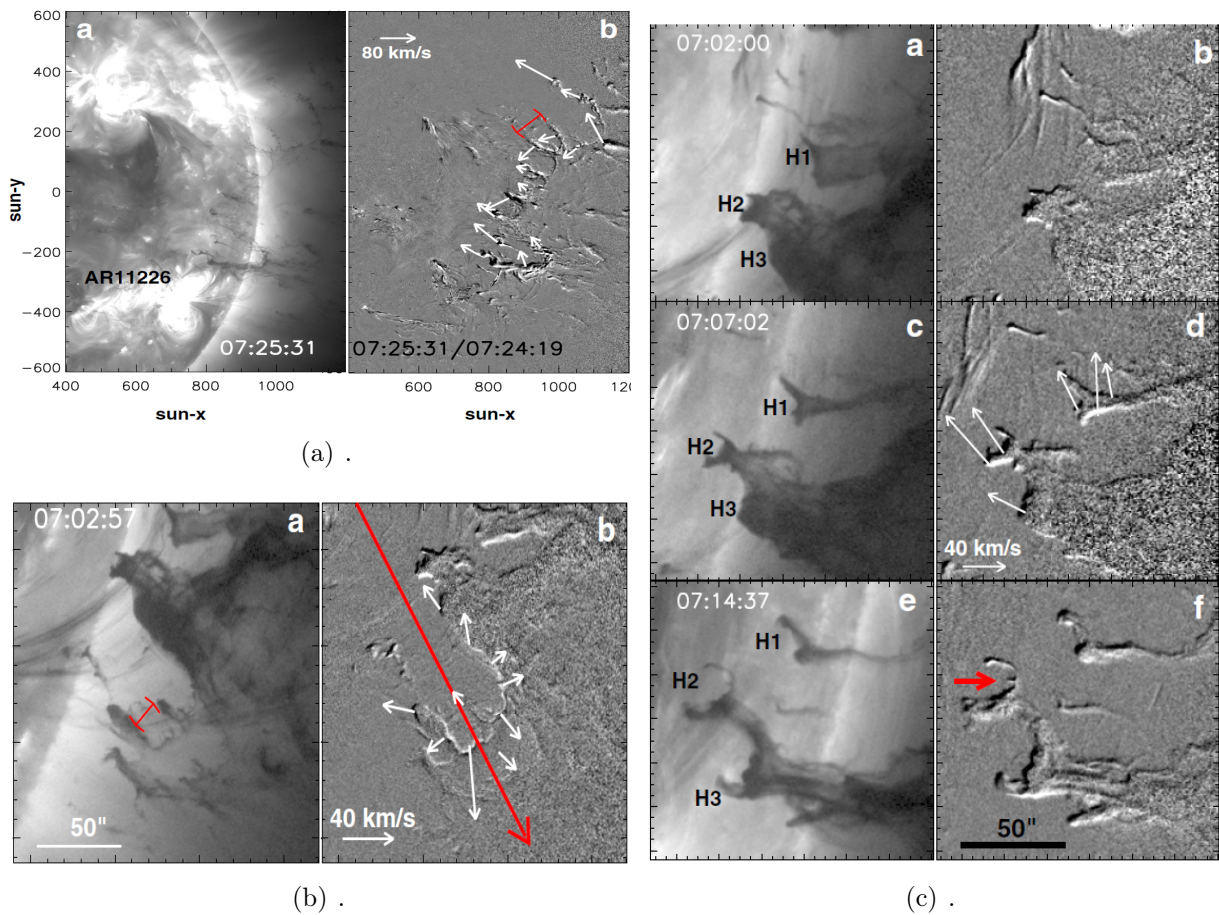


Figura 2.3: (a). Plasma da *CME* de 7 junho de 2011 voltando ao Sol. Intensidade  $193\text{\AA}$ . (b). Arcos em expansão com pequenos *fingers* e arcos interiores. (c). . Formação dos três Chifres: H1, H2 e H3, imagen de intensidade  $171\text{\AA}$ . Imagens de *Innes et al. (2012)*.

*Innes et al. (2012)* explica que os *fingers* e arcos nas imagens da figura 2.4, são conseqüência da expansão em grande escala que permite a formação de cavidades que se

expandem por gradientes de pressão. Os autores da evolução dos chifres  $H1$ ,  $H2$ , e  $H3$  da figura 2.4 analisam que pode ser influenciada por fluxos quentes no lugar da erupção; mas ressaltam que não existe sinais evidentes da saída fluxos ou a queda do plasma, afirmando que estes são provavelmente dirigidos ao longo das linhas de campo magnético que se conectam com a região ativa, pois desta forma se adiciona momento ao movimento do filamento, é assim como interpretam os chifres que podem estar associados à configuração global do campo magnético.

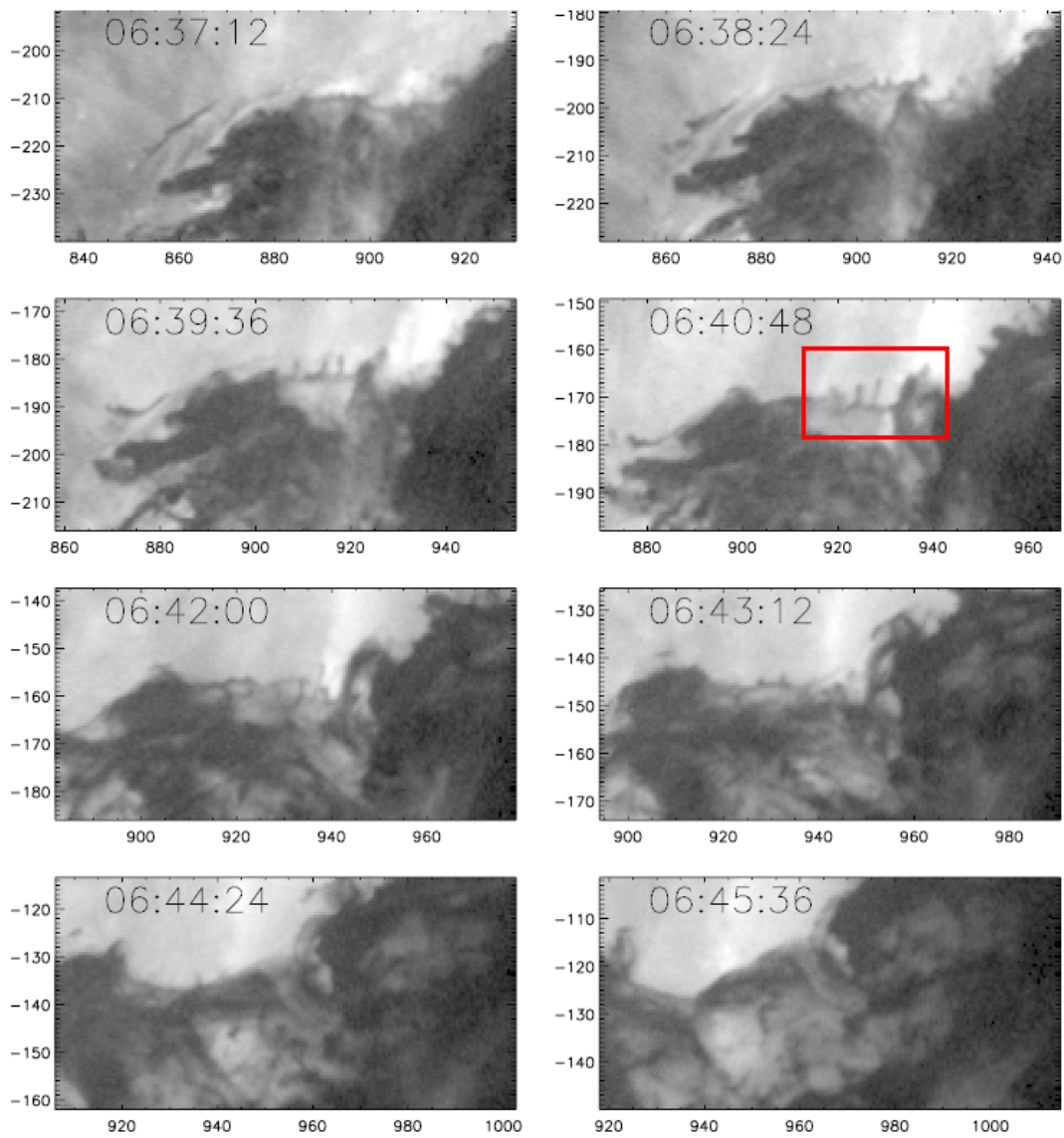


Figura 2.4: Série de imagens em  $171\text{\AA}$  mostrando a evolução dos picos na parte exterior da erupção do dia 7 de junho de 2011. Imagem editada de [Innes et al. \(2012\)](#).

Nas figuras 2.3 (a). e 2.4 se percebem alguns picos que podem se relacionar com os picos observados por *SDO/AIA* em 131Å da *CME* de 3 de novembro do 2010, os quais foram analisados por [Foullon et al. \(2011\)](#) e [Foullon et al. \(2013\)](#) como “*Kelvin-Helmholtz roll-ups*”. Estes picos crescem perpendicularmente à direção radial, isto é interpretado por [Innes et al. \(2012\)](#) como estruturas que não são governados pela gravidade, deste modo eles podem ser induzidos pelo cisalhamento entre os fluidos enquanto a coluna de material cresce.

Alguns estudos importantes da *IRT* magnética tem sido feitos para proeminências solares, como é o caso de [Hillier et al. \(2011\)](#), que mediante simulações magnetohidrodinâmicas, baseadas em equações *MHD* conservativas, onde se controlam variáveis como a gravidade que trabalha-se como constante, e não levam em conta outras propriedades como a viscosidade, a condução térmica e o esfriamento radiativo, eles pesquisam o desenvolvimento de uma perturbação não linear na forma de um tubo de básica densidade dentro da proeminência do tipo *Kippenhahn-Schlüter* em repouso, deste modo se perturba a camada entre o tubo e a proeminência para provocar o intercâmbio das linhas de campo magnético, causando fluxos ascendentes dentro do modelo da proeminência.

As proeminências solares podem ser interpretadas como grandes estruturas de comportamento irregular. Na média sua temperatura é  $10^4$  K ([Tandberg-Hanssen 1995](#)), sua densidade de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  ([Hirayama 1986](#)), e campo magnético pode estar entre 3 – 30 G ([Leroy 1989](#)), estas estruturas podem experimentar grandes perturbações que podem gerar *CMEs*. Imagens observadas em *Hinode/Solar Optical Telescope (SOT)* em alta resolução de pequenas escalas das proeminência permitem respaldar a idéia que a dinâmica local de uma proeminência é altamente instável, apesar que globalmente pode-se interpretar como estável. O modelo de *Kippenhahn-Schlüter* de uma proeminência exposto em [Kippenhahn and Schlüter \(1957\)](#) e [Priest \(1982\)](#), é um modelo que se baseia na força do campo magnético curvado pelo do plasma que suporta a gravidade, implicando que a tensão magnética balanceia a gravidade e a pressão do gás balanceia a pressão magnética. Este modelo descreve uma estrutura local de uma proeminência sem incluir a coroa e é uniforme na direção

---



vertical. Este modelo descreve a geometria da proeminência, e pode ser usado para estudar a saída de fluxos da proeminência e a evolução do campo magnético através do tempo.

Recentes observações feitas por [Berger et al. \(2010\)](#) de saídas de fluxos que se propagam por meio de bolhas que atravessam uma proeminência em repouso, mostram evidências que eles são causados por *IRT* magnética. [Ryutova et al. \(2010\)](#) é um trabalho onde se descreve teoricamente como conhecer os ritmos de crescimento de *IRT* magnética e assim comparar com as observações de *plumes* (estruturas alongadas que se projetam para fora do Sol nas regiões polares) em proeminências. [van Ballegooijen and Cranmer \(2010\)](#) propõem uma explicação para a ocorrência da *IRT* magnética dentro das proeminências. Eles sugerem que o plasma da proeminência pode ser suportado por um campo magnético coronal. Suas simulações mostram que uma proeminência com densidade de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  é suportada por um campo de 10 G, sugerem que os são resultado da *IRT* magnética.

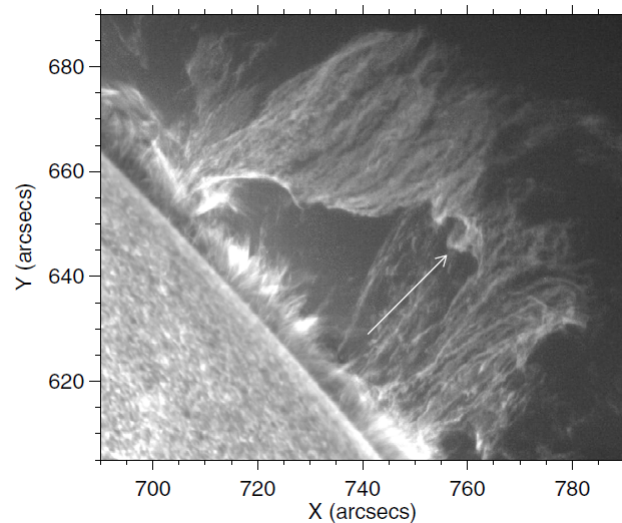


Figura 2.5: Imagem de [Hillier et al. \(2012\)](#), representa proeminência do 3 de Outubro de 2007 observada na linha espectral Ca II H-line 396.8 nm. Tamanho do pixel  $0.108 \text{ arcsec pixel}^{-1}$ . A flecha branca significa a posição do glóbulo descendo em direção à superfície solar.

A figura 2.5 do trabalho de [Hillier et al. \(2012\)](#), mostra a evolução de uma bolha de plasma em uma proeminência em repouso. Esta corresponde a uma proeminência observada em 3 de Outubro de 2007 na linha espectral Ca II H usando o *Hinode/Solar Optical Telescope*. Esta proeminência apresenta perturbações entre a bolha e a proeminência, a ca-

---

mada limite inicia a ondulação desde que os fluxos ascendentes e descendentes se propagam, foi observado que os fluxos descendentes seguem o movimento de queda livre chegando a ter uma velocidade terminal  $\sim 28$  km/s. Estas interessantes características dinâmicas, são similares às descritas em [Berger et al. \(2010\)](#).

[Hillier et al. \(2012\)](#) apresenta simulações de fluxos densos descendentes supersônicos ativados pela reconexão em correntes que são criadas pela evolução não-linear da *IRT* magnética, estes cálculos se baseiam no modelo de proeminência de *Kippenhahn-Schlüter*. Os fluxos simulados são similares aos fluxos apresentados em [Chae \(2010\)](#). O modelo de fluxos descendentes ativados por reconexão proporciona uma explicação das observações e conjecturas feitas em [Chae \(2010\)](#). Os resultados da simulação verificam a formação dos nós proposto em [Chae \(2010\)](#) que podem produzir uma aceleração nos fluxos descendentes.

## 2.2 *Instabilidade Kelvin-Helmholtz*

A instabilidade de *Kelvin-Helmholtz* entre dois fluidos se apresenta quando existe uma descontinuidade na velocidade na interface de separação ([Chandrasekhar 1961](#)). Este fenômeno é observado em muitos cenários naturais, como também em laboratórios de fluidos e plasma. No estado inicial linear exibe um crescimento exponencial, seguido por uma saturação não linear e formação dos vórtices na interface dos fluidos que permite o aumento da interface e a redução da energia cinética do cisalhamento pois esta é convertida em energia cinética dos vórtices. No plasma magnetizado, o campo magnético tem a capacidade de estabilizar o sistema, sua orientação do campo ante a interface, tem um papel importante no crescimento do *IKH* ([Chandrasekhar 1961](#)), quando o campo magnético tem alguma componente paralela à interface, o crescimento da *IKH* pode ser suprimida, enquanto o campo tenha componentes perpendiculares a *IKH* será essencialmente hidrodinâmica.

A situação da figura 2.6 corresponde a dois fluidos superpostos em movimento relativo com um campo magnético paralelo a interface nos fluidos, esta é a situação entre o vento solar e a *CME*. O modelamento matemático deste problema pode ser baseado na teoria pro-

posta por Chandrasekhar (1961). Esta descrição inicia delineando um fluido heterogêneo, não viscoso, incompressível e com resistividade zero, com suas camadas em movimento relativo. Para nosso caso necessitamos entender como o campo magnético pode dominar a instabilidade, por isso unicamente nos interessa a situação onde o campo magnético é paralelo á interface entre os fluidos, na direção do cisalhamento ou *streaming* como é conhecido na literatura.

Segundo a figura 2.6 o *streaming* está na direção  $x$ , em algum ponto  $(x, y, z)$  da distribuição dos fluidos, tem uma perturbação implicando em mudanças de pressão, de  $p(z)$  a  $\rho(z + \delta z) + \delta\rho$ . A velocidade perturbada é:  $(U + u, v, w)$ .

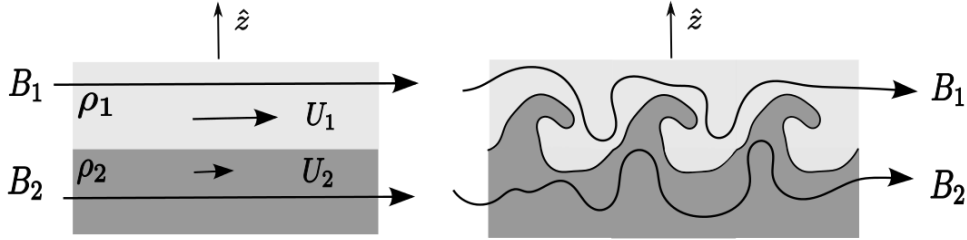


Figura 2.6: Formação dos vórtices da Instabilidades magnética de Kelvin-Helmholtz em um meio que  $U_1 > U_2$ ,  $\rho_1 < \rho_2$  e  $B_1 < B_2$ .

Mediante a descrição proposta por Chandrasekhar (1961) da teoria hidromagnética, podemos construir as equações da perturbação que são relevantes para a situação a estudar. Para um campo magnético na direção do *streaming*, estas equações tem uma dependência  $(x, y, t)$ , estas expressões são:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho U \frac{\partial u}{\partial x} + \rho w \frac{dU}{dz} = -\frac{\partial}{\partial x} \delta p, \quad (2-28)$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\mu H}{4\pi} \left( \frac{\partial h_y}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial y} \right) = -\frac{\partial \delta p}{\partial y}, \quad (2-29)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho u \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\mu H}{4\pi} \left( \frac{\partial h_z}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \delta p}{\partial z}, \quad (2-30)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho u \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\mu H}{4\pi} \left( \frac{\partial h_z}{\partial x} - \frac{\partial h_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \delta p}{\partial z}, \quad (2-31)$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} + u \frac{\partial \delta p}{\partial x} = w \frac{dp}{dz}, \quad (2-32)$$

Chandrasekhar (1961), propõe que as soluções das equações anteriores que governam a perturbação tem estrutura de:

$$\exp i(k_x x + k_y y + nt), \quad (2-33)$$

desta última expressão é conveniente dizer que difere da estrutura das soluções da *IRT* que seguem a eq. (2-5), mas o significado para  $k_x$ ,  $k_y$  e  $n$  é o mesmo. A maneira de manipular as expressões da perturbação é tomar a forma das soluções (2-33), e por meio de processos algébricos chegar a conhecer  $n$ , ao substituir se chega a:

$$i\rho(n + k_x U)u + \rho(DU)\omega = -ik_x \delta p, \quad (2-34)$$

$$i\rho(n + k_x U)v - \frac{\mu H}{4\pi}(ik_x h_y - ik_y h_x) = -ik_y \delta p, \quad (2-35)$$

$$i\rho(n + k_x U)\omega - \frac{\mu H}{4\pi}(ik_x h_z - Dh_x) = -D\delta p - g\delta\rho, \quad (2-36)$$

$$i(n + k_x U)\mathbf{h} = ik_x H\mathbf{u} + h_z D\mathbf{U}, \quad (2-37)$$

$$i(n + k_x U)\delta\rho = -(D\rho)w, \quad (2-38)$$

escrevendo a equação (2-37) por componentes:

$$h_x = \frac{k_x H}{n + k_x U} \left( u - \frac{iDU}{n + k_x U} \omega \right), \quad (2-39)$$

$$h_y = \frac{k_x H}{n + k_x U} v, \quad (2-40)$$

$$h_z = \frac{k_x H}{n + k_x U} w, \quad (2-41)$$

inserindo estas expressões das componentes de  $\mathbf{h}$ , nas equações (2-35) e (2-36) se obtém:

$$i\rho(n + k_x U)v - \frac{k_x}{n + k_x U} \frac{\mu H^2}{4\pi} \left( \zeta - \frac{k_y DU}{n + k_x U} \omega \right) = -ik_y \delta p, \quad (2-42)$$

e

$$\begin{aligned}
 & i\rho(n + k_x U)\omega + \frac{\mu H^2 k_x}{4\pi} D \left\{ \frac{1}{n + k_x U} \left( u - \frac{iDU}{n + k_x U} \omega \right) \right\} \\
 & - \frac{ik^2}{n + k_x U} \frac{\mu H^2}{4\pi} \omega = -D\delta p - ig \frac{D\rho}{n + k_x U} \omega,
 \end{aligned} \tag{2-43}$$

onde

$$\zeta = ik_x v - ik_y u, \tag{2-44}$$

$\zeta$  é a componente normal da vorticidade (2-12). Reescrevendo a equação (2-36) na forma de (2-43), mediante o uso da equação (2-38) e multiplicando a equação (2-34) por  $-ik_x$  e (2-42) por  $+ik_y$  respectivamente se obtém:

$$\zeta = \frac{k_y DU}{n + k_x U} w. \tag{2-45}$$

Assim a equação (2-42) se reduz a:

$$i\rho(n + k_x U)v = ik_y \delta p. \tag{2-46}$$

Multiplicando a eq. (2-34) por  $-k_x$  e eq. (2-46) por  $-k_y$  respectivamente e adicionando obtemos:

$$\rho(n + k_x U)Dw - \rho k_x (DU)w = ik^2 \delta p. \tag{2-47}$$

Reescrevendo a eq. (2-43) na forma:

$$\begin{aligned}
 & ik^2 D = \rho \left( n + k_x U \right) w - \frac{k^2 k_x^2}{n + k_x U} \frac{\mu H^2}{4\pi} \omega \\
 & - k_x k^2 \frac{\mu H^2}{4\pi} D \left\{ \frac{1}{n + k_x U} \left( iu + \frac{DU}{n + k_x U} \omega \right) \right\} + gk^2 \frac{D\rho}{n + k_x U} \omega,
 \end{aligned} \tag{2-48}$$

eliminando  $u$  e chegamos à:

$$ik^2 u = -(k_x D\omega + k_y \zeta) = - \left( k_x D\omega + \frac{k_y^2 DU}{n + k_x U} \omega \right), \tag{2-49}$$


---

que para as equações (2-33), (2-36) e (2-45), se pode encontrar:

$$\begin{aligned}
 ik^2 D\delta p = \rho k^2 (n + k_x U) \omega + k_x^2 \frac{\mu H^2}{4\pi} \left\{ D \left( \frac{Dw}{n + k_x U} \right) - \frac{k^2 w}{n + k_x U} \right\} \\
 - k_x^2 \frac{\mu H^2}{4\pi} D \left\{ \frac{DU}{(n + k_x U)^2} w \right\} + gk^2 \frac{D\rho}{n + k_x U} w,
 \end{aligned} \tag{2-50}$$

finalmente eliminando  $\delta p$  em meio das equações (2-47) y (2-50) obtemos:

$$\begin{aligned}
 ik^2 D\delta p = \rho k^2 (n + k_x U) \omega + k_x \frac{\mu H^2}{4\pi} \left\{ D \left( \frac{D\omega}{n + k_x U} \right) - \frac{k^2 \omega}{n + k_x U} \right\} \\
 - k_x^3 \frac{\mu H^2}{4\pi} D \left\{ \frac{DU}{(n + k_x U)^2} \omega \right\} + gk^2 \frac{D\rho}{n + k_x U} \omega.
 \end{aligned} \tag{2-51}$$

Para *Fluidos em movimento horizontal relativo separados por uma camada limitante horizontal* as equações precedentes são aplicadas ao ambiente de dois fluidos uniformes com densidades  $\rho_1$  e  $\rho_2$  separadas por uma fronteira horizontal em  $z = 0$ . As velocidades do streaming dos fluidos são  $U_2$  e  $U_1$ .

nas duas regiões as densidades são constantes e  $U$  as equações (2-45) e (2-51) são:

$$\zeta = 0, \tag{2-52}$$

$$\left[ \rho(n + k_x U) - \frac{k_x^3}{n + k_x U} \frac{\mu H^2}{4\pi} \right] (D^2 - k^2) \omega = 0, \tag{2-53}$$

na anterior equação suprimimos a notação do fluidos.

As soluções para as regiões de  $z < 0$  e  $z > 0$  poden ser escritas nas forma de:

$$\omega_1 = A(n + k_x U_1) e^{+kz} \quad (z < 0), \tag{2-54}$$

$$\omega_2 = A(n + k_x U_2) e^{-kz} \quad (z > 0). \tag{2-55}$$

---

Estas soluções requerem ser contínuas de  $\omega/(n + k_x U)$  em  $z = 0$ , como as condições no

infinito. estas permaneceram a satisfazer a futura condição que é da integração da (2-51) através da fronteira  $z = 0$ . Esta condição é clara:

$$\Delta_0 \left\{ \rho(n + k_x U) D\omega \right\} = k_x^2 \frac{\mu H^2}{\pi} \Delta_0 \left( \frac{D\omega}{n + k_x U} \right) + gk^2 \Delta_0(\rho) \left( \frac{\omega}{n + k_x U} \right)_0, \quad (2-56)$$

onde  $\Delta_0(f)$  denota o salto da quantidade  $f$  experimentada em  $z = 0$  e  $[\omega/(n + k_x U)]_0$  é o unico valor que esta quantidade tem em  $z = 0$ .

Agora aplicando a condição (2-56) as soluções (2-54) obtemos a equação característica:

$$\rho_2 (n + k_x U_2)^2 + \rho_1 (n + k_x U_1)^3 = gk(\rho_1 - \rho_2) + k_x^2 \frac{\mu H^2}{2\pi}. \quad (2-57)$$

da equação (2-57), podemos perceber que o efeito do campo magnético é equivalente a uma tensão superficial de quantidade:

$$T_{\text{eff}} = \frac{\mu H^2}{2\pi} \frac{k_x^2}{k^3}. \quad (2-58)$$

Esta é a mesma expressão que nós desenvolvemos no capítulo de Rayleigh Taylor.

As raízes da (2-57) são:

$$n = - \frac{k_x}{\rho_1 - \rho_2} (\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2) \pm \left[ \frac{gk(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1 + \rho_2} + k_x^2 \frac{\mu H^2}{2\pi(\rho_1 + \rho_2)} - k_x^2 \frac{\rho_2 \rho_1}{(\rho_2 + \rho_1)^2} (U_1 - U_2)^2 \right]^{1/2}, \quad (2-59)$$

desta equação se segue que *um campo magnético uniforme paralelo à direção de streaming suprimirá a instabilidade de Kelvin-Helmholtz se:*

$$\frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} (U_1 - U_2)^2 \leq \frac{\mu H^2}{2\pi}, \quad (2-60)$$

é dizer se a velocidade relativa não excede a raiz quadrada meia da velocidade de Alfvén nos dois meios.

---

### 2.2.1 Instabilidades Kelvin-Helmholtz no Ambiente Solar

Os trabalhos de [Ofman and Thompson \(2011\)](#), [Foullon et al. \(2011\)](#), [Foullon et al. \(2013\)](#) e [Möstl et al. \(2013\)](#) foram uns dos primeiros a apresentar observações das *IKH* associadas as *CMEs*. O trabalho de [Ofman and Thompson \(2011\)](#) analisa uma série de vórtices observados ao longo da fronteira do início de uma erupção em 8 de abril de 2010. [Foullon et al. \(2011\)](#) e [Foullon et al. \(2013\)](#) reportam observações e análises espectrais da *IKH* num flanco da *CME* ocorrida em 3 de novembro de 2010. [Möstl et al. \(2013\)](#) pesquisam o efeito da componente do campo magnético paralela à fronteira sobre a evolução da instabilidade e analisam se ela pode estabilizar esta interface.

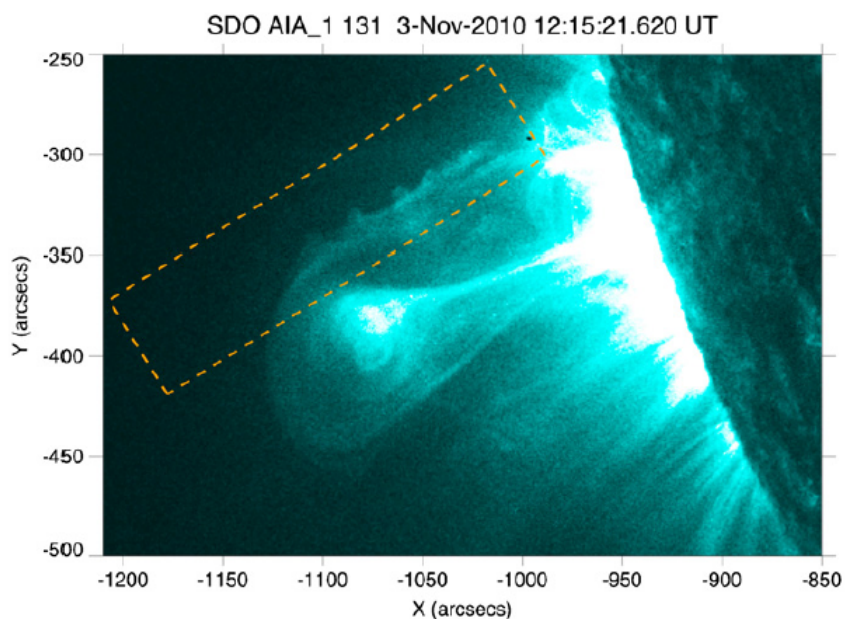


Figura 2.7: Detecção dos vórtices da *IKH* no flanco norte da *CME* do 3 de Novembro de 2010. Imagem de *SDO/AIA* em 1310. O aumento do eixo X(arcsecs) é dirigido a oeste, Y se incrementa ao norte. Imagem de [Foullon et al. \(2011\)](#).

Na figura 2.7, corresponde às observações analisadas em [Foullon et al. \(2011\)](#) de evento do 3 de novembro de 2010, originado na região ativa NOAA11121, localizado ao sudeste do limbo solar. A instabilidade é detectada unicamente no canal de alta temperatura, centrada em 131Å EUV em 11 MK. Nesta faixa de temperatura, o material ejetado da superfície solar forma uma bolha de emissão contra o fundo, como mostrado na figura 2.7.



ao longo do flanco norte do material ejetado um trem de três a quatro sub-estruturas forma um padrão regular quando visto contra o contraste de intensidade.

Na figura 2.8 se mostra uma série de fotografias por um intervalo de 12 s, do flanco norte onde se percebe a evolução das sub-estruturas. Foullon et al. (2011) conclui que estas sub-estruturas se movem com uma velocidade de fase aproximada de  $\sim 417 \pm 7$  km/s, a distâncias entre as estruturas correspondem a um comprimento de onda projetado de  $\sim 18 \pm 0,4$  Mm. O período destas perturbações é  $43 \pm 2$  s. Estas perturbações são interpretadas como ondas da *IKH*.

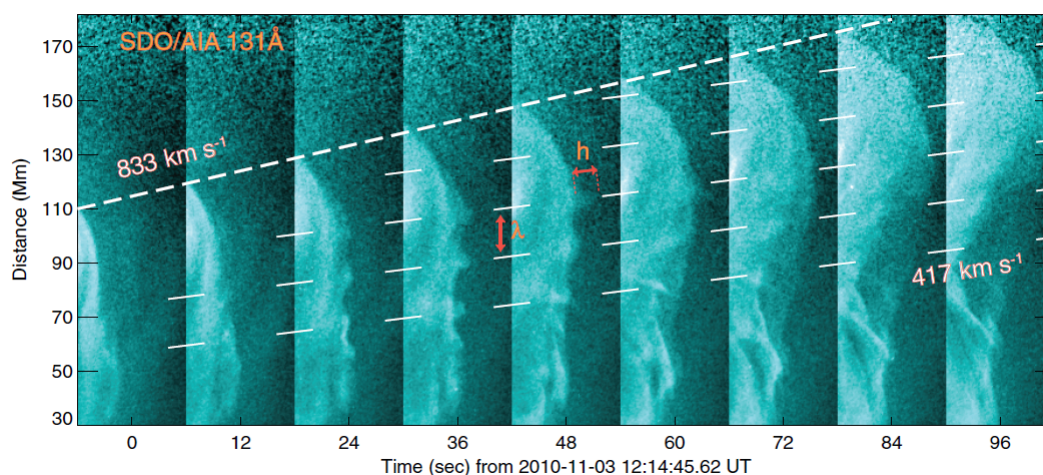


Figura 2.8: Conjunto de fotos em período de 12 segundos que mostram o desenvolvimento da *IKH* no borde da *CME*.  $\lambda$  representa o comprimento de onda das ondulações coerentes da *IKH*,  $h$  é a altura dos vórtices. Imagem de Foullon et al. (2011)

O caráter mais detalhado de Foullon et al. (2013), permite conhecer que os vórtices da *IKH* se desenvolvem em  $\sim 150$  Mm depois da superfície solar na coroa interna. Neste trabalho eles assumem um cisalhamento de  $\sim 680$  km/s no flanco instável da *CME*. A estimativa dos parâmetros para a camada da ejeção são:  $T_e = 11,6 \pm 3,8$  MK,  $n_e = 7,1 \pm 1,6 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ , além da espessura da camada de  $4,1 \pm 0,7$  Mm e para coroa:  $T_e \sim 1$  MK, a densidade varia de  $2$  a  $1 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$  entre 40 a 100 Mm ou equivalente a 0,05 e 0,15  $R_\odot$  (Aschwanden and Acton 2001), que é onde a *IKH* desenvolve-se.

Möstl et al. (2013) com suas simulações estuda a evolução da *IKH* na interface da *CME* de 24 de fevereiro de 2011 e a coroa solar. Esta *CME* foi observada em *Atmospheric*

*Imaging Assembly on board the Solar Dynamics Observatory (SDO/AIA)* em  $304\text{\AA}$  (figura 2.9.). Os autores em suas simulações estabelece parâmetros para a coroa solar como a densidade de  $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$  o campo magnético de 10 G. Com estes valores assume que as quantidades do filamento da *CME* podem se aproximar como 10 vezes os valores da coroa e assumem 450 km/s para a velocidade do filamento e assumem que o plasma coronal se movimentam com a metade da velocidade do filamento.

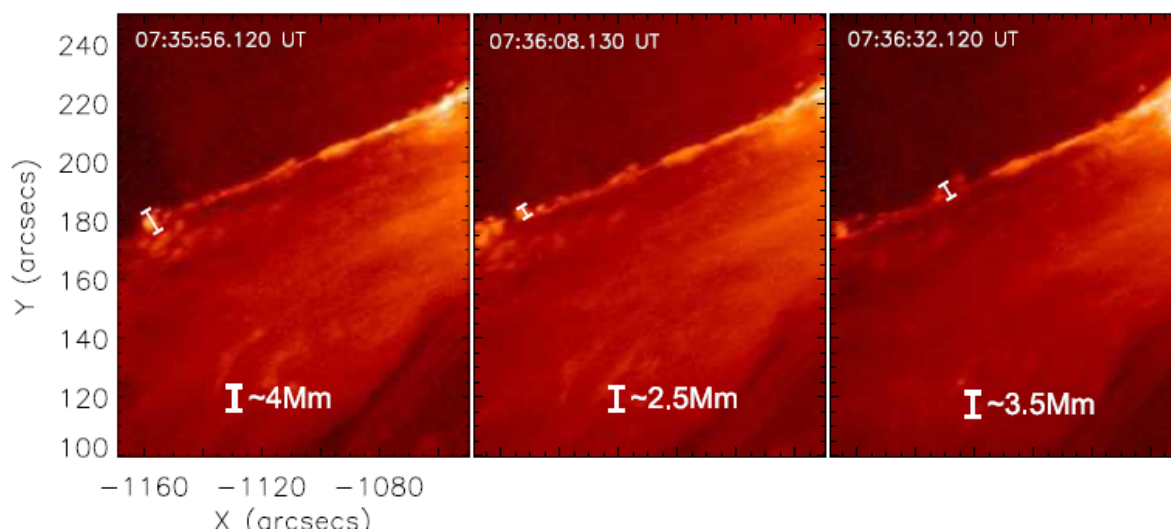


Figura 2.9: Imagem de Möstl et al. (2013), Fronteira da *CME* de 24 de fevereiro de 2011, onde se percebe estruturas quase periódicas associadas a vórtices da *IKH*, estas tem comprimento de onda  $\lambda \approx 14.4 \text{ Mm}$ , e e velocidade de propagação de  $\sim 320 \pm 20 \text{ km/s}$ . Imagem de Möstl et al. (2013)

Eles analisam as estruturas quase periódicas observadas na mencionada *CME*, na figura 2.9. eles assumem estas como uma mostra da *IKH*, desenvolvem-se na parte norte do filamento fronteiro da *CME*. Estas imagens revelam as *vortex-like* na fronteira, estas estruturas tem propriedades de  $\lambda \approx 14.4 \text{ Mm}$  e velocidade de propagação de  $\sim 320 \pm 20 \text{ km/s}$ . Möstl et al. (2013) não levam em conta a geometria da *CME* e simplificam alguns parâmetros, mas conservam as propriedades básicas do ambiente *CME* e a coroa solar, chegam a resultados que um campo de 2 G tem capacidade de criar uma tensão magnética que inibe a instabilidade hidrodinâmica KH na fronteira da *CME*.

Neste capítulo vimos os critérios matemáticos para a existência das instabilidades *Rayleigh-Taylor* e *Kelvin-Helmholtz*. Após definir cada instabilidade fornecemos alguma

exemplos de trabalhos realizados na procura da identificação da *IRT* e *IKH* em ejeção de massa coronais no Sol. No próximo capítulo faremos um estudo teórico sobre a existência da *IKH* em uma *CME* utilizando uma geometria para a *CME* e dados dos parâmetros físicos obtidos da literatura.



## *Modelo da Instabilidade*

### *Kelvin-Helmholtz em uma CME*

No presente capítulo estudaremos as instabilidades de *Kelvin-Helmholtz* (*IKH*) na interação do vento solar e a *CME*. Nossa intenção será estudar a *IKH* em uma situação similar ao fenômeno observado por [Foullon et al. \(2011\)](#). Vamos assumir uma *CME* em formação que experimenta dois cisalhamentos diferentes, um com o vento solar lento e outro com o vento solar rápido, assim o objetivo será entender o cenário mais favorável para a existência da *IKH* e calcular o intervalo na coordenada da distancia heliocêntrica  $\tilde{R}$  que correspondera ao lugar mais apropriado para seu desenvolvimento.

#### 3.1 *Modelamento da Instabilidade Kelvin-Helmholtz em uma CME*

O vento solar e a *CME* são fluidos superpostos com um movimento relativo, que permite um cisalhamento entre suas camadas vizinhanças. Este cisalhamento permite que a *Instabilidade Magnética de Kelvin-Helmholtz* (*IKH*) exista nessa fronteira. Os campos magnéticos presentes na separação envolvem a *CME* e são elementos que possuem a capacidade de diminuir a interação destes fluidos. [Foullon et al. \(2011\)](#) relata as primeiras observações da *IKH* na ejeção de 3 de novembro de 2010. [Foullon et al. \(2013\)](#) realiza um estudo mais completo do mesmo fenômeno, no qual realizaram uma análise espectral e validam a consistência das observações com as considerações teóricas e predições. Nestes estudos se nota a instabilidade só em um flanco da *CME*, onde eles podem calcular suas propriedades como comprimento de onda  $\lambda$ , velocidade de fase  $v$  entre outras.

Querendo reconstruir este fenômeno de 3 de novembro de 2010, neste trabalho estuda-

mos uma *CME* originada em uma latitude de  $\phi > 30^\circ$ ; desta maneira temos dois cenários de estudo: um será o flanco da *CME* que interage com o vento solar rápido e o outro será lado oposto o qual interage com o vento solar lento. A intenção de nossos cálculos é conhecer um sub-intervalo em  $1 \leq \tilde{R} \leq 3$  que chamamos  $\tilde{R}_{KH}$  onde os valores do campo magnético ( $B_{CME}, B_{SW}$ ), velocidades ( $U_{CME}, U_{SW}$ ) e densidades ( $\rho_{CME}, \rho_{SW}$ ) satisfazem as condições propostas por Chandrasekhar (1961) para a existência da *IKH* descritas no capítulo anterior.

A figura 3.1 se mostra nossas faixas de estudo da *IKH*. Estas se caracterizam por serem regiões apropriadas para a formação dos vórtices da *IKH* e onde o campo magnético tem uma distribuição paralela à fronteira, pois esta é a disposição que pode avariar a *IKH*. É importante mencionar que as condições à serem estudadas aqui são próprias para a zona  $\tilde{R} < 3$ , pois nosso interesse é estudar a *CME* que não tenham sido reconetadas e seu arranjo geral não tenha variado desde o momento de sua formação; pois esta é a configuração do fenômeno estudado em Foullon et al. (2011) e Foullon et al. (2013). Uma referência importante na decisão do intervalo de estudo foi o trabalho de Riley et al. (2006) que com suas simulações mostram um estudo das *CMEs* desde seu momento de formação até sua propagação à heliosfera aproximadamente até  $\sim 5$  AU e exibem a *CME* não reconecta antes de  $3R_\odot$ .

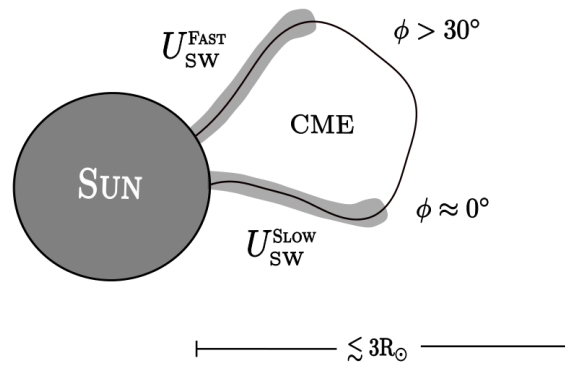


Figura 3.1: Zonas de estudo da *IKH* caracterizadas pela presença de cisalhamentos entre o vento solar e a ejeção em formação.

No capítulo anterior se mostrou o formalismo matemático que leva à condição da existência das *IKH* com a presença de um campo magnético. Foi feita ênfase que só um campo

magnético na fronteira de separação dos fluidos tem a capacidade de dominar a instabilidade. Iniciaremos o cálculo com a expressão usada por [Foullon et al. \(2013\)](#), demonstrada no capítulo anterior:

$$\left[ k \cdot (U_{\text{SW}} - U_{\text{CME}}) \right]^2 > \frac{\rho_{\text{SW}} + \rho_{\text{CME}}}{\mu \rho_{\text{SW}} \rho_{\text{CME}}} \left[ (k \cdot B_{\text{SW}})^2 + (k \cdot B_{\text{CME}})^2 \right], \quad (3-1)$$

Esta inequação pode ser interpretada como o balanço da energia cinética e magnética do sistema CME e vento.

Em nosso estudo adotamos as seguintes condições: campo magnético paralelo à interface dos fluidos é importante dizer que nossa expressão será manipulada em unidades *gaussianas* nas quais permitem o valor da permitividade magnética para o plasma se assume como  $\mu = 1$ , assim a nossa inequação (3-1) torna-se:

$$\left( U_{\text{SW}} - U_{\text{CME}} \right)^2 > \frac{\rho_{\text{SW}} + \rho_{\text{CME}}}{\rho_{\text{SW}} \rho_{\text{CME}}} \left( B_{\text{SW}}^2 + B_{\text{CME}}^2 \right), \quad (3-2)$$

vamos assumir que a densidade do plasma elétron-próton como sugere [Coles et al. \(1991\)](#):  $\rho = \rho_e + \rho_p$ ; com  $\rho_e \approx n_e m_e$  e  $\rho_p \approx n_p m_p$ , com  $m_e \ll m_p$ , onde  $m_e$  e  $m_p$  representam respectivamente a massa elétron e do próton esta última com valor de  $1,67 \times 10^{-24} g$ . Além desto se pode assumir quase neutralidade MHD, como propõe [Foullon et al. \(2013\)](#) em suas análises:  $n_e \approx n_p \approx n$ . Desta forma nosso estudo se torna mais cômodo ao usar densidades numéricas para o vento ( $n_{\text{SW}}^{\text{Fast,Slow}}$ ) e a erupção ( $n_{\text{CME}}$ ).

Substituindo estas aproximações no lado direito da inequação (3-2), obtemos para a razão de densidades:

$$\frac{\rho_{\text{SW}} + \rho_{\text{CME}}}{\rho_{\text{SW}} \rho_{\text{CME}}} \approx \frac{n_{\text{SW}} + n_{\text{CME}}}{m_p n_{\text{SW}} n_{\text{CME}}}, \quad (3-3)$$

assim obtemos à uma nova aparência para a condição (3-2):

$$\left( U_{\text{SW}} - U_{\text{CME}} \right)^2 > \frac{n_{\text{SW}} + n_{\text{CME}}}{m_p n_{\text{SW}} n_{\text{CME}}} \left( B_{\text{SW}}^2 + B_{\text{CME}}^2 \right), \quad (3-4)$$

esta é a expressão que [Foullon et al. \(2013\)](#) utiliza em seus cálculos. A inequação (3-4) será

analisada para as duas regiões da CME vizinhas com os dois tipos de vento solar. Estas áreas à estudar é mostrada na figura 3.2.

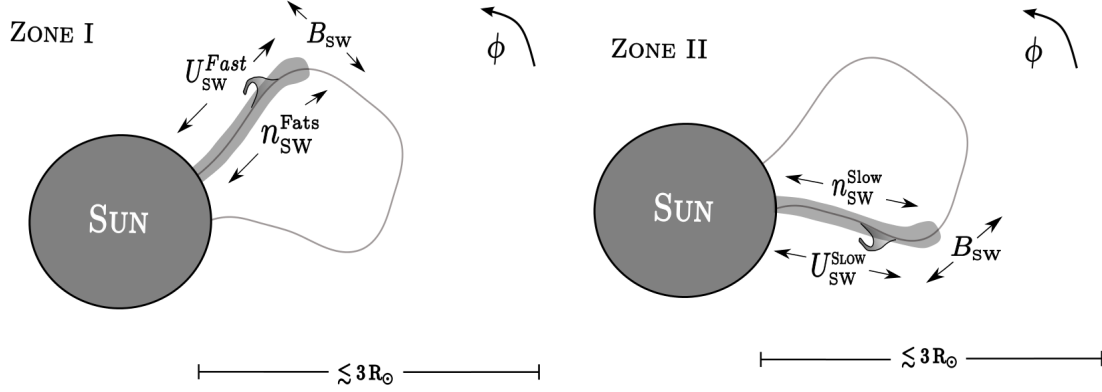


Figura 3.2: Zonas I e II de estudo da *IKH*. Regiões caracterizadas por ter propriedades velocidades ( $U_{SW}^{Fast}, U_{SW}^{Slow}$ ), densidades ( $n_{SW}^{Fast}, n_{SW}^{Slow}$ ) e campo magnético ( $B_{SW}^{Fast}, B_{SW}^{Slow}$ ) de magnitudes opostas

A zona I é relevante à ser estudada, pois temos interação da erupção com um vento pouco denso, rápido em um cenário com um campo magnético forte e de linhas abertas. A zona II possui qualidades opostas, aqui a camada limite de nossa CME interage com um vento denso, lento, de campo magnético fraco e de linhas magnéticas fechadas do equador solar. ( $\phi \approx 0^\circ$ ).

Da figura 3.2, entendemos que em nossos cálculos devemos construir ou propor o comportamento das quantidades dependentes da coordenada heliocêntrica  $\tilde{R}$ , as quais definiremos como  $Q_i(\tilde{R})$ , e que correspondem às velocidades ( $U_{SW}^{Fast,Slow}, U_{CME}$ ), densidades ( $n_{SW}^{Fast,Slow}, n_{CME}$ ) e campos magnéticos ( $B_{SW}^{Fast,Slow}, B_{CME}$ ). Descrito desta forma, nosso problema é encontrar quais valores das  $Q_i(\tilde{R})$  satisfazem a existência da *IKH* e assim por meio das estruturas de  $Q_i(\tilde{R})$  podemos conhecer os valores de  $\tilde{R}$  para cada quantidade que terminam atendendo a eq. (3-4). Finalmente a intersecção deles constitui o intervalo  $\tilde{R}_{KH}$  que é o apropriado para a existência das *IKH*.



### 3.1.1 Vento Solar

Os perfis de velocidade do vento solar, se constroem baseando-se em um perfil de tangente hiperbólica, estes perfis são motivados por Coles et al. (1991) e foram utilizados por Chen (1996) e Borgazzi et al. (2009) entre outros. O interessante destes perfis é que o comportamento da função  $\tanh(\tilde{R})$ , em  $\tilde{R} = 0$ , à  $\tilde{R} \gg 0$ , demonstra a aceleração do vento solar desde um valor mínimo em seu lugar de nascimento até uma velocidade constante nas grandes distâncias.

Para que estes perfis cumpram com descrever a velocidade do vento, se estruturam como:

$$U_{sw}(\tilde{R}) = a \tanh\left(\frac{\tilde{R} - 1}{b}\right) + m, \quad (3-5)$$

onde  $a$ ,  $b$ ,  $m$  são números positivos que se ajustam as unidades ( $b$  adimensional) ao intervalo necessário para o estudo. No perfil (3-5) o argumento é  $\tilde{R} - 1$ , pois toda nossa descrição será desde o limbo solar que assumiremos em  $\tilde{R} = 1$ . Ajustando as constantes, podemos construir as expressões da velocidades do vento rápido como do vento lento, é deste modo que Chen (1996) ajusta um valor de 400 km/s para o vento lento eem distâncias de  $\sim 40 R_{\odot}$

Em nosso estudo devemos conhecer os valores de  $a$ ,  $b$  e  $m$ . Para ajustar construir as expressões para os dois tipos de vento, devemos ajustar o perfil (3-5) em três pontos um na superfície solar ( $\tilde{R} = 1$ ) que representa sua origem, outro a limite de nosso estudo  $\tilde{R} = 3$  e por último em  $\tilde{R} = 40$ , mas para isto devemos fazer um mapeamento dos valores das velocidades para isto utilizaremos estudos de estudos de saídas de fluxos (*outflows*) nas bordas de regiões ativas.

Uns dos trabalhos que estudam apropriado para ajusta as constantes é o trabalho é He et al. (2010), apresenta um estudo baseado nas observações das saídas de fluxos (do inglês *outflows*) intermitentes nas bordas de uma região ativa solar (*AR*) na baixa coroa, eles afirmam que estes fluxos são associados com o nascimento do vento solar e calculam que suas velocidades podem exceder velocidades de 200 km/s, valores que demonstram uma rápida aceleração. Da mesma forma o trabalho de Harra et al. (2008), existem fluxos com

velocidades menores de  $\sim 100$  km/s.

O valor para a velocidade do vento rápido na superfície do Sol,  $U_{\text{SW}}^{\text{Fast}}(1)$  foi proposto um valor incrementando da velocidade de *outflows* propostos por He et al. (2010) para o vento solar lento. O limite maior de  $U_{\text{SW}}^{\text{Fast}}(3)$  também é baseado no trabalho de Antonucci et al. (2000), onde se propõe que as velocidades superam a velocidade do som na coroa  $\sim 203$  km/s. Da mesma forma os valores para as velocidades do vento lento  $U_{\text{SW}}^{\text{Slow}}$ , foram baseadas em Harra et al. (2008) para  $U_{\text{SW}}^{\text{Slow}}(3)$  de Quémerais et al. (2007).

Em resumo, nossas condições que devem satisfazer as três restrições essenciais para nosso estudo, as duas primeiras são nos extremos da zona de estudo,  $\tilde{R} = 1$  e  $\tilde{R} = 3$ , e a última é para o perfil constante em  $\tilde{R} = 40$ , são:

$$\begin{aligned} U_{\text{SW}}^{\text{Slow}}(\tilde{R} = 1) &= 100 \text{ km/s}, & U_{\text{SW}}^{\text{Fast}}(\tilde{R} = 1) &= 250 \text{ km/s}, \\ U_{\text{SW}}^{\text{Slow}}(\tilde{R} = 3) &= 200 \text{ km/s}, & U_{\text{SW}}^{\text{Fast}}(\tilde{R} = 3) &= 400 \text{ km/s}, \\ U_{\text{SW}}^{\text{Slow}}(\tilde{R} = 40) &= 400 \text{ km/s}, & U_{\text{SW}}^{\text{Fast}}(\tilde{R} = 40) &= 750 \text{ km/s}. \end{aligned}$$

Os valores das constantes do perfil do vento solar da eq. (3–5) que satisfazem as condições anteriores são:

Tabela 3.1: Constantes para o perfil da eq. (3–5) para o vento rápido  $U_{\text{SW}}^{\text{Fast}}$  e lento  $U_{\text{SW}}^{\text{Slow}}$ . As unidades são  $a(\text{km/s})$ ,  $m(\text{km/s})$ .

U	a	b	m
$U_{\text{SW}}^{\text{Fast}}$	497	6,42	250
$U_{\text{SW}}^{\text{Slow}}$	299,9	5,77	100

Conhecidas as constantes que satisfazem as condições para  $U_{\text{SW}}^{\text{Fast}}$  e  $U_{\text{SW}}^{\text{Slow}}$  podemos construir os gráficos para os dois tipos de vento:

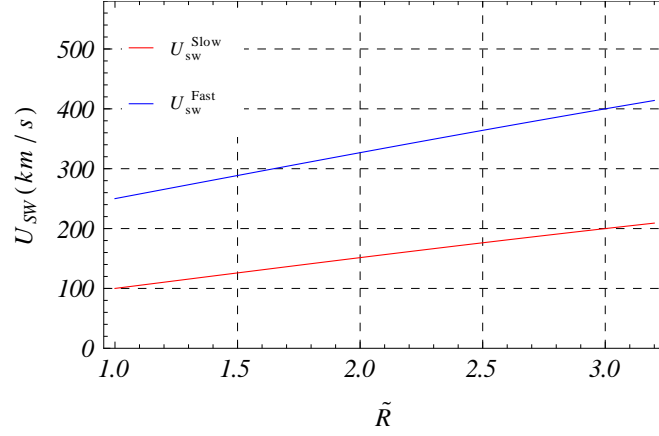
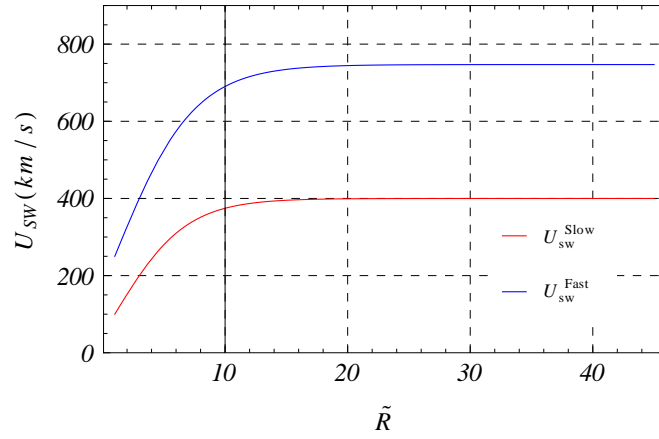

 (a) Zona de estudo da  $IKH \leq 3 R_{\odot}$ .

 (b) Intervalo Geral  $\gg 3 R_{\odot}$ .

 Figura 3.3: Perfis de  $U_{sw}^{Fast}(\tilde{R})$  e  $U_{sw}^{Slow}(\tilde{R})$  em km/s.

Nestes gráficos se pode ver que os dois perfis propostos cumprem com as condições impostas para o intervalo de estudo e para grandes distâncias. Na próxima seção estudaremos a densidade dos dois tipos de ventos solar, onde utilizaremos os perfis  $U_{sw}^{Fast}(\tilde{R})$  e  $U_{sw}^{Slow}(\tilde{R})$  calculados.

### 3.1.2 Densidade do Vento Solar

Como é sabido os dois tipos de vento diferenciam se pelo valor da densidade, e em geral  $n_{sw}^{Slow}(\tilde{R}) > n_{sw}^{Fast}(\tilde{R})$ , para todo  $\tilde{R}$ . Em nosso estudo construiremos expressões para o vento

utilizando o princípio de *conservação da massa*, deste modo só tomamos como referência os valores em  $\tilde{R} = 1$ , e assim poderemos conhecer em qualquer ponto  $\tilde{R}$ . Em nosso estudo a densidade do vento rápido em  $\tilde{R} = 1$  é tomada de [Fludra et al. \(1999\)](#) onde nos sugere que nos buracos coronais polares a densidade é de  $\sim 2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  e no equador solar  $\sim 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , e assim o propomos utilizar um valor intermediário entre eles. Destes valores iniciais o valor para o vento rápido é:  $n_{\text{sw}}^{\text{Fast}} = 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  e para um vento lento é:  $n_{\text{sw}}^{\text{Slow}} = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Pela a conservação de massa, conhecemos que a quantidade de vento solar que sai da superfície do Sol será a mesma que atravesse qualquer área de raio  $\tilde{R}$ :

$$n_{\text{sw}}(\tilde{R}) U_{\text{sw}}(\tilde{R}) \tilde{R}^2 = n_{\text{sw}}(1) U_{\text{sw}}(1) (1^2), \quad (3-6)$$

sendo  $U_{\text{sw}}(\tilde{R})$  a expressão (3-5) com as constantes da tabela 3.1:

$$n_{\text{sw}}(\tilde{R}) = \frac{n_{\text{sw}}(1) U_{\text{sw}}(1)}{U_{\text{sw}}(\tilde{R}) \tilde{R}^2}, \quad (3-7)$$

as expressões de maneira separada são:

$$n_{\text{sw}}^{\text{Fast}}(\tilde{R}) = \frac{7,5 \times 10^{10}}{U_{\text{sw}}^{\text{Fast}}(\tilde{R}) \tilde{R}^2}, \quad n_{\text{sw}}^{\text{Slow}}(\tilde{R}) = \frac{5 \times 10^{10}}{U_{\text{sw}}(\tilde{R}) \tilde{R}^2}, \quad (3-8)$$

o comportamento dos perfis e pode ser visto na figura 3.4

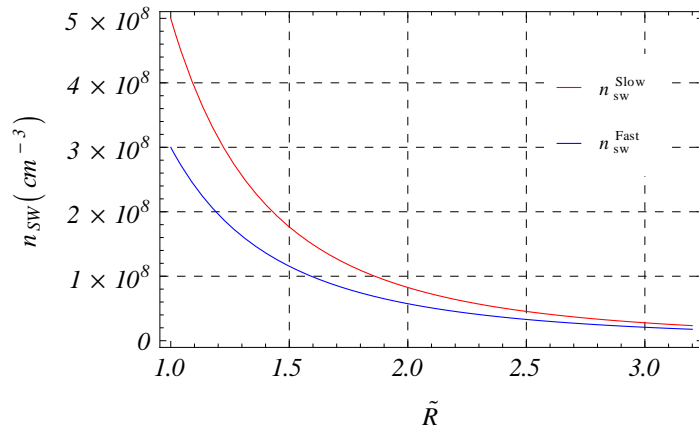


Figura 3.4: Gráfico de densidade do vento solar rápido  $n_{\text{sw}}^{\text{Fast}}(\tilde{R})$  e lento  $n_{\text{sw}}^{\text{Slow}}(\tilde{R})$  e em  $\text{cm}^{-3}$ .

Podemos verificar da figura 3.4 que o perfil de  $n_{\text{SW}}^{\text{Slow}}(\tilde{R})$  é maior que  $n_{\text{SW}}^{\text{Fast}}(\tilde{R})$ . Os valores para as densidades em  $1 \leq \tilde{R} \leq 3$  estão compreendidos entre os valores:

$$2,08 \times 10^7 \leq \frac{n_{\text{SW}}^{\text{Fast}}}{\text{cm}^{-3}} \leq 3,00 \times 10^8, \quad (3-9)$$

$$4,16 \times 10^7 \leq \frac{n_{\text{SW}}^{\text{Slow}}}{\text{cm}^{-3}} \leq 5,00 \times 10^8, \quad (3-10)$$

Estes valores coincidem com os valores propostos nos trabalhos de [Siscoe et al. \(2006\)](#) e [Antonucci et al. \(2000\)](#).

### 3.1.3 Campo Magnético do Vento Solar

O campo magnético do vento ou do meio interplanetário tem uma variação latitudinal, esta variação é oposta a densidade, ou seja em grandes latitudes se encontram campos de maior valor. Para definir nossa expressões de campo nos baseamos no trabalho de [Manchester et al. \(2004\)](#) o qual para o desenvolvimento de suas simulações assume que nos polos o campo é de aproximadamente 8.4 G e para a região do equador é 2.2 G. Conhecido isto para a região do vento rápido utilizaremos um valor intermediário para de 6 G como mostra a figura 3.1.3.

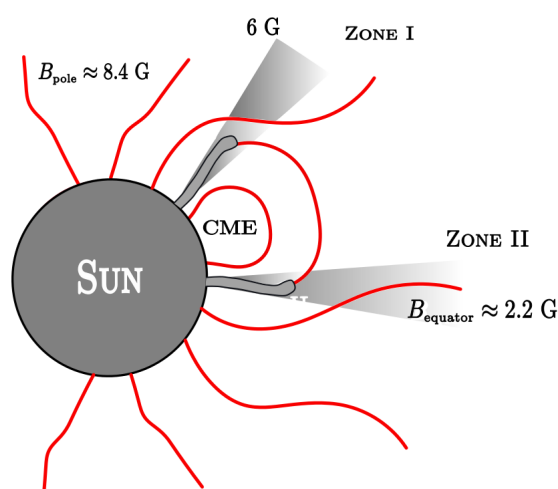


Figura 3.5: Campos magnéticos do ambiente solar, nas zonas I e II. Os valores o equador e os polos são sugeridos por [Manchester et al. \(2004\)](#)

As expressões para o campo magnético serão proporcionais à  $\tilde{R}^{-2}$ , assim:

$$B_{SW}^{\text{Fast,Slow}} \propto \tilde{R}^{-2}, \quad (3-11)$$

ou

$$B_{SW}^{\text{Fast,Slow}} = \frac{B_{SW}^{\text{Fast,Slow}}(1)}{\tilde{R}^2}, \quad (3-12)$$

rescrevendo as expressões separadamente temos:

$$B_{SW}^{\text{Fast}}(\tilde{R}) = \frac{6}{\tilde{R}^2}, \quad B_{SW}^{\text{Slow}}(\tilde{R}) = \frac{2,2}{\tilde{R}^2}, \quad (3-13)$$

estas funções tem por comportamento:

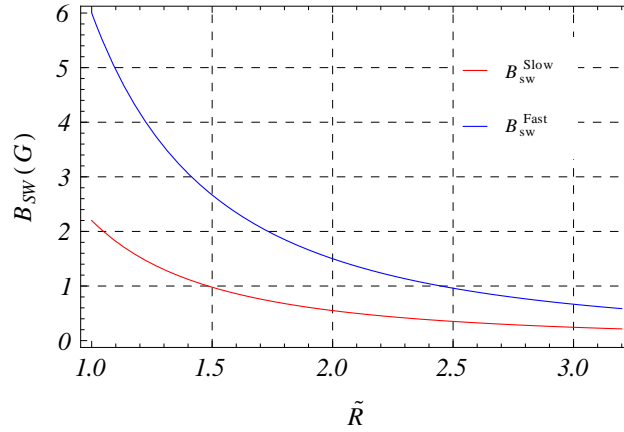


Figura 3.6: Gráfico do campo magnético para o vento rápido e lento.

os valores das funções (3-13) no intervalo  $1 \leq \tilde{R} \leq 3$  estão entre:

$$0,67 \leq \frac{B_{SW}^{\text{Fast}}}{G} \leq 6, \quad (3-14)$$

$$0,24 \leq \frac{B_{SW}^{\text{Slow}}}{G} \leq 2,2. \quad (3-15)$$

Podemos perceber os valores do campo magnético em nosso intervalo de estudo chegam a valores menores de 1 G, fator que pode colaborar com a existência da *IKH*.

### 3.1.4 Velocidade da CME

Uma CME desde o momento de sua formação experimenta inicialmente uma expansão que umas de suas causas são a diferença de pressões entre a CME ( $B_{\text{CME}}^2/8\pi$ ) e o vento solar ( $B_{\text{sw}}^2/8\pi$ ); também está associada à diferença de movimento da borda interna e externa (McComas et al. 2003). Outro fator restante sobre a CME é seu movimento radial ou de propagação o qual tem uma cinemática de três fases: *iniciação*, *aceleração* e *propagação*, como expressa Zhang and Dere (2006).

Démoulin et al. (2008) propõe modelar a expansão e propagação de maneira independente pois suas origens são diferentes, uma é devido às forças internas da CME, e a outra é a força de arrastre do vento solar. Esta modelagem independente deve ter a capacidade de descrever o movimento geral devido a expansão  $\tilde{\mathbf{R}}_{\text{exp}}$  e ao deslocamento do centro de massa da CME  $\tilde{\mathbf{R}}_c$ :

$$\tilde{\mathbf{R}}(t) = \tilde{\mathbf{R}}_c(t) + \tilde{\mathbf{R}}_{\text{exp}}(t), \quad (3-16)$$

assim para cada ponto que o centro  $c$  se desloca se tem uma componente da expansão. Da expressão (3-16) a velocidade da CME pode definir-se como sua derivada:

$$\vec{U}_{\text{CME}}(t) = \vec{U}_c(t) + \vec{U}_{\text{exp}}(t). \quad (3-17)$$

Nosso interesse é conhecer o valor da diferença de velocidades na interface de separação, ou seja na direção da perturbação  $\hat{k}$ . Esta diferença de velocidade chamada  $U_{\parallel}$  e definida como:

$$U_{\parallel} = \vec{U}_{\text{CME}} \cdot \hat{k}. \quad (3-18)$$

Em nosso trabalho se restringe o movimento de propagação da CME, assimilando que ela está em seu processo de formação, assim temos que:  $\tilde{\mathbf{R}}_c(t) = 0$  e  $\tilde{\mathbf{R}}_{\text{CME}}(t) = \tilde{\mathbf{R}}_{\text{exp}}$ . Isto se propõe porque nosso interesse é relacionar como a situação descrita em Foullon et al. (2011) e Foullon et al. (2013). Pela condição anterior a velocidade na fronteira CME-SW

é:

$$U_{\parallel} = U_{\text{Exp}} \cos(\theta), \quad (3-19)$$

onde  $\theta$  é o ângulo entre a velocidade  $\vec{U}_{\text{Exp}}$  e nosso vetor de onda  $\hat{k}$ . A situação geral pode se perceber na figura 3.7 onde se mostra o ângulo  $\theta$  nos flancos da CME:

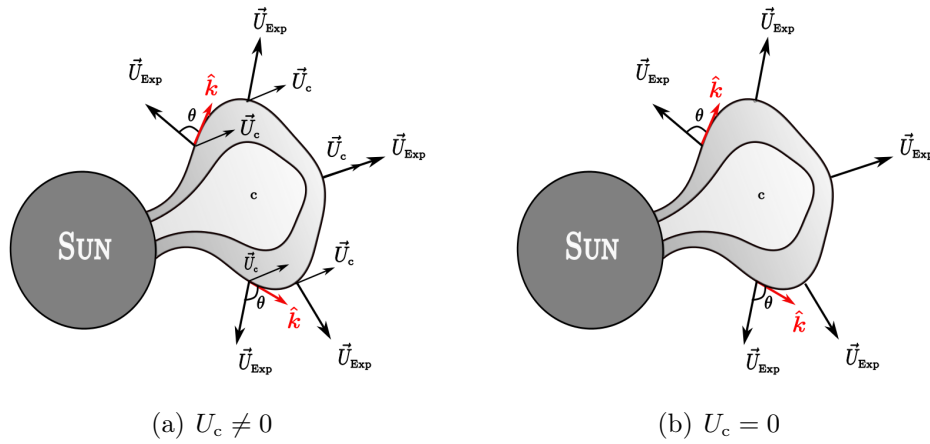


Figura 3.7: Esquema da expansão da CME para diferentes pontos.

O objetivo de 3.7 é mostrar para diferentes zonas como é o papel que desenvolve o comportamento de expansão e de propagação da CME. Destas a primeira vai ter um caracter radial para cada ponto desde o centro  $c$ , a segunda tem uma direção constante desde o ponto de sua formação. Na figura 3.7 percebemos que nos flancos se pode dizer que  $\theta \approx \pi/2$ , devido ao caracter perpendicular de  $U_{\text{Exp}}$  com a fronteira, este valor de  $\theta$  implica:

$$U_{\parallel} \approx U_{\text{Exp}} \cos(\pi/2), \quad (3-20)$$

assim nossa  $U_{\parallel} \approx 0$ . É por isto que em nossos cálculos não se torna importante modelar a velocidade da ejeção.



### 3.1.5 Densidade da CME

Como é sabido uma CME está estruturada em três partes, um arco *loop* frontal, uma cavidade (*cavity*) e um núcleo (*core*). Desde o momento do nascimento do arco sua densidade aumenta e nesta zona se originam compressões do plasma causados pela expansão da CME e a compressão das linhas magnéticas que a envolvem (Das et al. 2011). O desenvolvimento da CME à ICME, gera um *choque* na parte frontal. Observações de explosões radio tipo II (*Type II radio burts*) indicam a formação do choque em  $\tilde{R} \sim 1,5$ . O envelope (*sheath*) que envolve a CME é uma estrutura mais densa e mais fria que o vento solar. As propriedades para identificar este envelope são a mudança de densidade e a rotação do campo magnético.

Nosso ambiente de estudo se caracteriza por ser constituído de duas zonas chamadas I e II (figura 3.1), as quais são as áreas de interação entre as camadas da fronteira do vento e da CME. Nós propomos um valor constante para a densidade da camada limite entre da CME, a densidade  $n_{\text{CME}} = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , Krall and Chen (2005). e Forbes et al. (2006).

### 3.1.6 Campo Magnético da CME

O campo magnético de uma CME é variável, além de sua complexidade de modelamento, pois a topologia do campo magnético coronal muda pela transformação da energia magnética em energia cinética do tubo de fluxo (Riley et al. 2006), a variedade de fenômenos de CMEs tornam ao problema de caracter subjetivo. Evans et al. (2011) sugere que o campo magnético que pode ser considerado como um parâmetro livre. Krall and Chen (2005) propoem um campo magnético de 5000 G para um tubo de fluxo na fotosfera, um campo de 10 G na região de transição da cromosfera à coroa, e por último na coroa um campo menor que 2 G.

Baseado nesses trabalhos, nós propomos um intervalo de campo magnético para a CME de é:  $1 \leq B_{\text{CME}}/(\text{G}) \leq 10^3$ . O motivo de propor este intervalo de valores, é estudar quais campos deste intervalo podem permitir que a IKH exista na interface *vento-CME*.

A seguinte tabela 3.2 mostra o intervalos de valores das quantidades  $Q_i$  para as o estudo da *IKH*, tanto para os dois tipos de vento como para a *CME*

Tabela 3.2: Valores à serem usados. As unidades:  $B(G)$ ,  $n(\text{cm}^{-3})$   $U(\text{km/s})$

$\tilde{R}$	$U_{\text{SW}}^{\text{Fast}}$	$B_{\text{SW}}^{\text{Fast}}$	$n_{\text{SW}}^{\text{Fast}}$	$U_{\text{CME}}$	$B_{\text{CME}}$	$n_{\text{CME}}$	$U_{\text{SW}}^{\text{Slow}}$	$B_{\text{SW}}^{\text{Slow}}$	$n_{\text{SW}}^{\text{Slow}}$
1	250	6	$3 \times 10^8$	0	$10^3$	$10^9$	100	2,2	$5 \times 10^8$
3	400	0,5	$2,08 \times 10^7$	0	1	$10^9$	200	0,24	$4,16 \times 10^7$

### 3.1.7 Solução para a existência da *IKH*

Voltemos a expressão (3-3) onde utilizamos valor zero para  $U_{\text{CME}} = 0$ .

Assim temos:

$$U_{\text{SW}}^2(\tilde{R}) > \frac{n_{\text{SW}}(\tilde{R}) + n_{\text{CME}}}{m_p n_{\text{SW}}(\tilde{R}) n_{\text{CME}}} \left( B_{\text{SW}}^2(\tilde{R}) + B_{\text{CME}}^2 \right). \quad (3-21)$$

Esta expressão pode se organizar de uma forma mais simples, na qual as dependências da coordenada  $\tilde{R}$  são colocadas em um só lado da inequação:

$$\frac{n_{\text{SW}}(\tilde{R}) + n_{\text{CME}}}{m_p n_{\text{CME}} U_{\text{SW}}^2(\tilde{R}) n_{\text{SW}}(\tilde{R})} \left( B_{\text{SW}}^2(\tilde{R}) + B_{\text{CME}}^2 \right) < 1 \quad (3-22)$$

Para ter condições mais claras do fenômeno analisaremos a estrutura matemática de (3-22) definindo quantidades  $Q_i(\tilde{R})$ : como a velocidade  $U_{\text{SW}}$  em cm/s, os campos magnéticos  $B_{\text{SW}}$ ,  $B_{\text{CME}}$  em Gauss, e as densidades  $n_{\text{SW}}$  e  $n_{\text{CME}}$  em  $\text{cm}^{-3}$  como potências de 10, de acordo com suas unidades. Isto quer dizer que os possíveis valores destas quantidades em  $1 \leq \tilde{R} \leq 3$ , podem ser representados por estruturas da forma:  $Q_i(\tilde{R}) = 10^{\ell_i}$ , é importante esclarecer que estes expoentes  $\ell_i$  representam um intervalo de valores que descrevem os valores das  $Q_i$ .

Definidas separadamente:

$$\begin{aligned} n_{\text{SW}} &= 10^y, & n_{\text{CME}} &= 10^x, & \text{com } & y < x; \\ U_{\text{SW}} &= m \times 10^7, & U_{\text{CME}} &= 0, & \text{com } & 1 < m < 4; \\ B_{\text{SW}}^2 &\approx 10^{2s}, & B_{\text{CME}}^2 &= 10^{2c}, & \text{com } & s < c; \end{aligned}$$

Das equações anteriores ressaltamos as condições nos índices:  $y$  e  $x$ ; e  $s$  e  $c$ ; são impostas pela natureza do fenômeno. Na expressão (3–22), primeiramente vamos supor que a erupção não se desloca e segundo que  $n_{\text{SW}}(\tilde{R}) < n_{\text{CME}}$  para qualquer  $\tilde{R}$ . Isto implica que (3–22) se transforma em:

$$\frac{n_{\text{CME}}}{m_p n_{\text{CME}} U_{\text{SW}}^2(\tilde{R}) n_{\text{SW}}(\tilde{R})} \left( B_{\text{SW}}^2(\tilde{R}) + B_{\text{CME}}^2 \right) < 1, \quad (3-23)$$

podemos ainda simplificar mais, ao perceber que o cálculo se torna independente da densidade da ejeção:

$$\frac{1}{m_p U_{\text{SW}}^2(\tilde{R}) n_{\text{SW}}(\tilde{R})} \left( B_{\text{SW}}^2(\tilde{R}) + B_{\text{CME}}^2 \right) < 1. \quad (3-24)$$

Rescrevendo a eq. (3–24) em termos das estruturas:  $Q_i(\tilde{R}) = 10^{\ell_i}$  obtemos:

$$\frac{1}{(1,67 \times 10^{-24}) 10^y (m \times 10^7)^2} \left( 10^{2s} + 10^{2c} \right) < 10^0, \quad (3-25)$$

como  $s < c$  em todo nosso intervalo, o campo magnético do vento solar  $B_{\text{SW}}$  perde importância frente ao campo da  $B_{\text{CME}}$ :

$$\frac{10^{2c}}{1,67 m^2 10^{y-10}} < 10^0, \quad (3-26)$$

que é equivalente à:

$$10^{2c-y+10} < 10^\xi, \quad (3-27)$$

onde na parte direita substituímos  $1,67 m^2 = 10^\xi$ , onde  $\xi$  é dado por  $\xi = \log(1,67m^2)$ .

---

Sabe-se que para qualquer a função:  $10^\tau$  que é uma função totalmente crescente para qualquer  $\tau$ , por isto se pode dizer que se:  $10^{\tau_1} > 10^{\tau_2}$  é porque  $\tau_1 > \tau_2$ . Pelo anterior podemos estudar a expressão (3–27) analisando unicamente seus expoentes:

$$2c - y + 10 < \xi. \quad (3-28)$$

deste modo chegamos a uma equação mais condensada, mas com a mesma informação que (3–22), pois  $c$  expressa a presença do campo magnético da CME,  $y$  representa os valores da densidade do vento solar  $n_{sw}$  tanto para o vento solar rápido quanto para o vento solar lento e  $\xi$  atua no papel das velocidades do vento e pode particularizar nosso cálculo para o vento rápido ou lento.

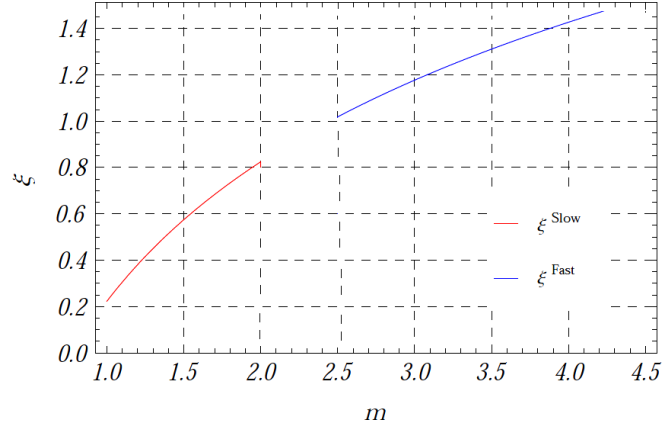
Para saber quais valores de  $\ell_i$  satisfazem a expressão (3–28) primeiramente devemos saber como é o comportamento deles ante as expressões que anteriormente foram estudadas. Nesta parte faremos a comparação das expressões formuladas na seções anteriores neste capítulo das quantidades  $Q_i(\tilde{R}) = 10^{\ell_i}$ , desta forma conheceremos o intervalo dos expoentes  $\ell_i$ .

Primeiramente analisaremos o expoente  $\xi$ . Para saber sua dependência com a coordenada  $\tilde{R}$ , devemos lembrar sua relação com  $m$ , o coeficiente das velocidades:

$$\xi = \log(1,67m^2) \quad (3-29)$$

este comportamento é mostrado na figura 3.8

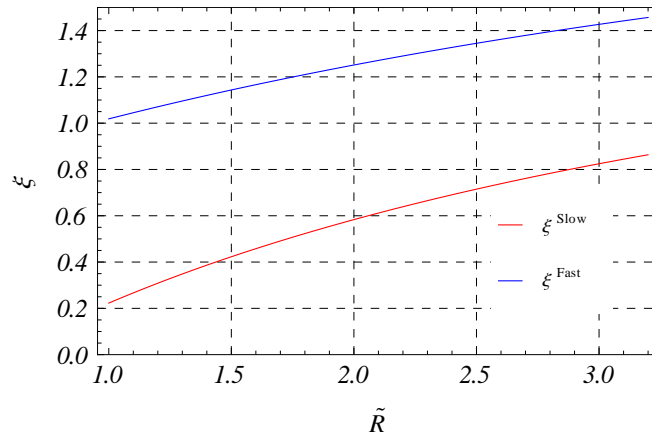
---


 Figura 3.8: Gráfico de  $\xi^{\text{Fast,Slow}}(m^{\text{Fast,Slow}})$  da eq. (3-29).

Como  $m(\tilde{R}) = U_{\text{SW}}^{\text{Fast,Slow}}(\tilde{R}) \times 10^{-7}$ , nosso índice  $\xi$  transforma se em:

$$\xi_{\text{SW}}^{\text{Fast,Slow}}(\tilde{R}) = \log \left( 1, 67 (U_{\text{SW}}^{\text{Fast,Slow}}(\tilde{R}) \times 10^{-7})^2 \right) \quad (3-30)$$

para a dependência (3-30) o perfil é:


 Figura 3.9: Gráfico de  $\xi^{\text{Fast,Slow}}(\tilde{R})$  da eq. (3-30).

Da mesma forma comparamos as expressões:  $n_{\text{sw}}(\tilde{R}) = 10^y$ , tanto para o vento solar rápido e lento, e deste modo conhecer o intervalo de  $y$ :  $y^{\text{Fast,Slow}}(\tilde{R}) = \log \left( n_{\text{sw}}^{\text{Fast,Slow}}(\tilde{R}) \right)$ , cujo comportamento é mostrado na figura 3.10.

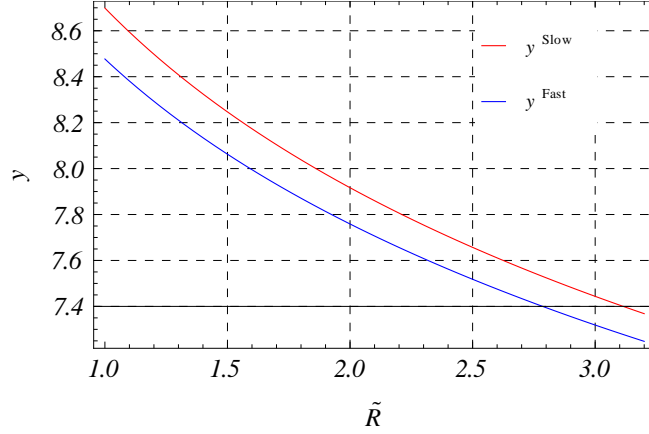


Figura 3.10: Gráfico do expoente  $y = \log(n_{\text{sw}}(\tilde{R}))$ , para o vento lento (*slow*) e rápido (*fast*).

O campo magnético da *CME* foi definido de uma maneira ambiciosa no intervalo:  $1 \leq B_{\text{CME}}/G \leq 10^3$ , logo para esta situação é lógico dizer que:  $0 \leq c \leq 3$ .

Na tabela 3.3 colocamos os valores mínimo e máximo dos expoentes  $y$ ,  $c$  e  $\xi$  para o vento lento (*slow*) e rápido (*fast*) para o intervalo  $1 \leq \tilde{R} \leq 3$ :

Tabela 3.3: Valores de Expoentes para a (3–28)

$\tilde{R}$	$y^{\text{Slow}}$	$m^{\text{Slow}}$	$\xi^{\text{Slow}}$	$c$	$y^{\text{Fast}}$	$m^{\text{Fast}}$	$\xi^{\text{Fast}}$
1	8,7	1	0,22	3	8,48	2,5	1,02
3	7,44	2	0,82	0	7,31	4	1,43

Conhecidos os intervalos de nossos expoentes  $\ell_i$ , podemos voltar a analisar a expressão principal da existência da *IKH*,  $2c - y + 10 < \xi$ . Para saber se os valores da tabela 3.3 satisfazem (3–28). Vemos a necessidade de saber se primeiro a expressão satisfaz se com a restrição de  $c = 0$ :

$$10 - y < \xi, \quad (3-31)$$

tomando os valores máximos de  $y^{\text{Slow}}$  em (3–31):

$$10 - y_{\text{max}}^{\text{Slow}} > 0,82,$$

$$10 - y_{\text{max}}^{\text{Fast}} > 1,43$$

a cor vermelha nas anteriores expressões, quer indicar que a condição para a existência das instabilidades não é satisfeita, com o valor de  $c = 0$  ( $B_{CME} = 1G$ ), por conseguinte para os valores maiores de  $c$  também não será cumprida.

Para satisfazer a condição para a existência da *IKH*, faremos um estudo indicando a camada que envolve a *CME* (*CME-Sheath*). Para isto vamos a supor que a velocidade de propagação é a mesma do vento, mas para a densidade supomos que é mais alta. Esta situação pode ser modelada utilizando a expressão (3-28), mas pela natureza mais densa desta camada da *CME* aumentamos o índice  $y \rightarrow y + 1$  em uma unidade, obtendo: Implicando em nossa inequação:

$$2c - (y + 1) + 10 < \xi, \tag{3-32}$$

que é equivalente à:

$$2c - y + 9 < \xi, \tag{3-33}$$

Para conhecer que valores satisfazem (3-33), devemos avaliar  $(y, \xi, c)$  para os intervalos da tabela 3.3. Para o Vento rápido e vento lento as soluções são apresentadas na figura 3.11:

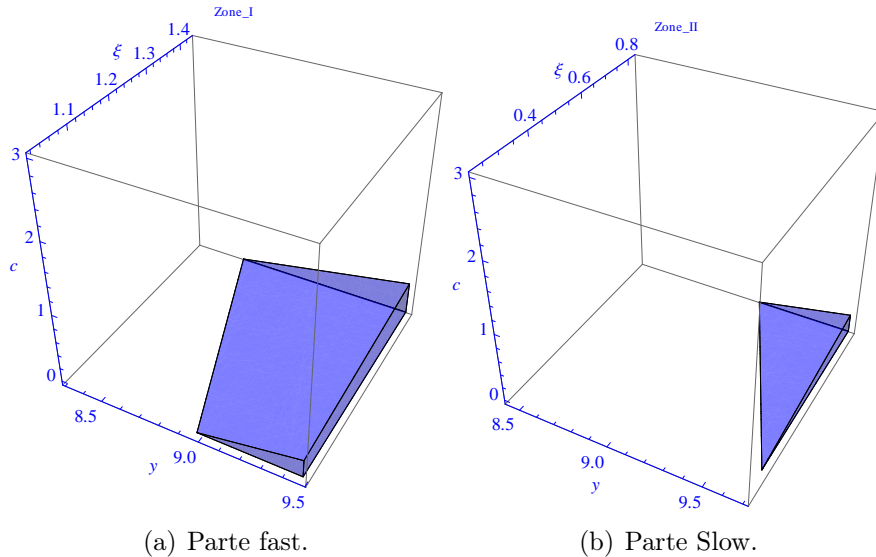


Figura 3.11: Soluciones para eq. (3-33) para a interação *CME* e sua envoltura.

Nas soluções expostas anteriormente podemos utilizar valores mínimos e máximos de

cada expoente conhecer a que distâncias elas correspondem. Primeiro organizamos os intervalos dos índices onde se tem solução.

Tabela 3.4: Intervalos de soluções da eq. (3-33) para os  $\xi$ ,  $y$ ,  $c$ .

m/M	$\xi^{\text{Fast}}$	$c^{\text{Fast}}$	$y^{\text{Fast}}$	$c^{\text{Slow}}$	$\xi^{\text{Slow}}$	$y^{\text{Slow}}$
min	1,02	0	8,56	0	0,29	9,17
Max	1,43	0,46	9,48	0,26	0,82	9,7

conhecidos estes valores, mediante a relação  $Q_i(\tilde{R}) = 10^{\ell_i}$  das quantidades, podemos conhecer os valores de  $\tilde{R}$  para cada uma delas. Istos valores foram calculado e se mostram na tabela 3.5:

Tabela 3.5: Intervalo de  $\tilde{R}$  para as soluções da tabela 3.4.

$\tilde{R}$	$\xi^{\text{Fast}}$	$y^{\text{Fast}}$	$\xi^{\text{Slow}}$	$y^{\text{Slow}}$
$\tilde{R}_{\text{min}}$	1	1	1,15	1
$\tilde{R}_{\text{max}}$	3	2,41	3	1,61

para conhecer nosso intervalo  $\tilde{R}_{\text{KH}}$  propomos a interseção dos raios que implicam os expoentes anteriores:

$$\tilde{R}_{\text{KH}}^{\text{Fast}} \equiv R^{\xi^{\text{Fast}}} \cap R^{y^{\text{Fast}}}, \quad (3-34)$$

$$\tilde{R}_{\text{KH}}^{\text{Slow}} \equiv R^{\xi^{\text{Slow}}} \cap R^{y^{\text{Slow}}}. \quad (3-35)$$

ao calcular o proposto em (3-34) e (3-35), se chega à:

$$1 \leq \tilde{R}_{\text{KH}}^{\text{Fast}} \leq 2,41, \quad \text{somente se} \quad 1 \leq B_{\text{CME}}^{\text{Fast}} \leq 2,88, \quad (3-36)$$

$$1,15 \leq \tilde{R}_{\text{KH}}^{\text{Slow}} \leq 1,61, \quad \text{somente se} \quad 1 \leq B_{\text{CME}}^{\text{Slow}} \leq 1,81, \quad (3-37)$$

O modelo proposto constitui um primeiro passo para estudar a *IKH* no ambiente *Vento-CME*. É uma idealização da realidade do ambiente, pois propõe aproximações e suposições com o fim de entender as principais condições do desenvolvimento da *IKH*.



Em relação à  $\tilde{R}_{KH}$  da *IKH*, obtemos resultados que em magnitude se diferenciam dos valores calculados em trabalhos de [Foullon et al. \(2011\)](#) e [Foullon et al. \(2013\)](#) os quais são de 150 Mm, mas este intervalo está dentro do nosso intervalo calculado. Dos valores do campo magnético que levam para nosso intervalo de  $\tilde{R}_{KH}$ , podemos perceber que eles estão com pouca diferença dos valores de [Möstl et al. \(2013\)](#) que inibem a *IKH* na interface. É importante ressaltar que  $\tilde{R}_{KH}^{Slow}$  é o intervalo mais confiável pois se caracteriza por ser mais parecido aos valores da literatura. Tudo está respaldado no fato que este pode ser comparado com o flanco norte da ejeção de 3 de novembro de 2010, que é o flanco onde se encontram as *IKH*.

As discrepâncias encontradas em nossos cálculos podem ser resultado da falta de levar em conta fenômenos que acontecem na região estudada como a reconexão magnética, a geometria simplificada da *CME* e possíveis compressões do plasma na *CME*. Outro problema presente é a incerteza do campo da *CME*, pois neste trabalho foi tratado como uma variável livre.



## *Modelo da Instabilidade*

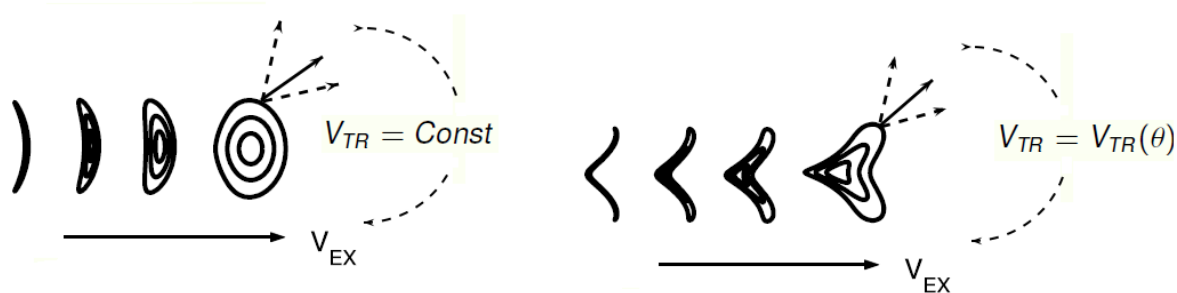
### *Rayleigh-Taylor em uma ICME*

#### 4.1 *Instabilidade Rayleigh-Taylor em uma ICME*

A dinâmica de uma *CME* basicamente é regida por três etapas: a *criação*, a *expansão* e a *propagação*. Estas correspondem às fases que propõem [Zhang and Dere \(2006\)](#): *iniciação*, *aceleração* e *propagação*. Na última etapa a *CME* é conhecida como *ICME*, abreviação de sua definição em inglês: “*Interplanetary Coronal Mass Ejection*”. Nestes três estágios as componentes da *CME* vão se transformando, e suas propriedades são modificadas, pois experimentam distintos processos que levam o material da ejeção a interagir cada vez mais com o material do vento solar.

A expansão de uma *ICME* pode ocorrer por várias razões. [Gosling et al. \(1998\)](#) explicam que um dos motivos é a pressão interna que excede a pressão do ambiente solar, entendendo se esta situação como um problema de sobrepressão. Outro motivo é atribuído ao fato de que na hora da ejeção a ponta (*leading edge*) da *CME* pode se mover mais rápido que sua parte *posterior* (*trailing edge*), resultando assim na expansão da *ICME*.

Para modelar uma *ICME* na fase de propagação pode se assumir uma morfologia esférica. Esta hipótese é de fato incorreta. De acordo com observações e simulações numéricas de [Owens \(2006\)](#) e [Owens et al. \(2006\)](#) e suas referências, a *ICME* se move mais rápido que o vento solar e isto implica em um achatamento no plano perpendicular à direção do movimento (figura 4.1); assim, em vez de uma esfera, a forma de uma *ICME* através do vento solar é mais como um esferóide oblato, como mostra a figura 4.1 (a):



(a) Tubo fluxo distorcido em um vento com velocidade independente da latitude. Figura de Owens et al. (2006) editada.

(b) Tubo fluxo distorcido em um vento com velocidade dependente da latitude. Figura de Owens (2006) editada.

Figura 4.1: Modelos de distorção dos tubos de fluxo ao propagar se no meio interplanetário.

Um modelo que tratou inicialmente do problema da expansão da *CME* foi o modelo de Pneuman (1984) chamado “*Melon-seed*”, referindo-se às forças que atuam assimetricamente sobre a superfície de um corpo para propulsioná-lo na direção da maior força. Depois de Pneuman (1984) um trabalho de destaque é o de Chen (1996), sobre o qual o trabalho de Siscoe et al. (2006) faz algumas contribuições com seu modelo chamado *Melon-seed-overpressure-expansion* “*MSOE*”, apropriado para *CME* rápidas que excedem a velocidade do vento solar.

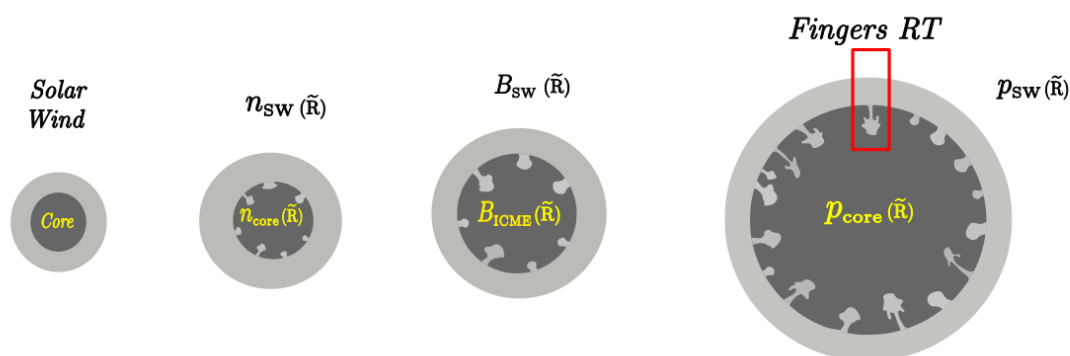


Figura 4.2: Modelamento proposto para a ICME. A ideia principal é uma esfera com um coracao (*core*) denso que se expande rapidamente e que esta envolvido por uma camada que se interpreta como o *Forntal loop* da ICME.

O modelo apresentado consiste em estudar a formação da *IRT* entre *ICME* e o *vento Solar*. Nesse trabalho estuda-se a situação onde a *ICME* está se propagando à grandes

distâncias do Sol e tem uma clara expansão, reduzindo seus valores da densidade, e de campo magnético, chegando a interagir facilmente com o vento solar. Neste trabalho propomos modelar a *ICME* como uma esfera hidrostaticamente estratificada. Assume-se que ela tem um *core* esférico, envolvido por uma camada delgada que interpreta-se como o *frontal loop*, como se percebe na figura 4.2.

Estudamos a *ICME* como uma esfera apesar de que na realidade não é, focando nosso interesse em estudar unicamente a interface do quadro vermelho da figura 4.2. Deste modo a morfologia não tem importância pois a intenção é estabelecer uma padrão aproximado para propor expressões que representem as densidades e o campo magnético. Assume-se que o *Frontal loop*, como uma camada de menor densidade e ritmo de expansão que a região esférica do *core*, baseados na idéia que o *core* é uma região densa (Lugaz et al. 2005). Para estas duas divisões perfilha o campo magnético é constante cuja geometria envolve todas as camadas na *ICME*.

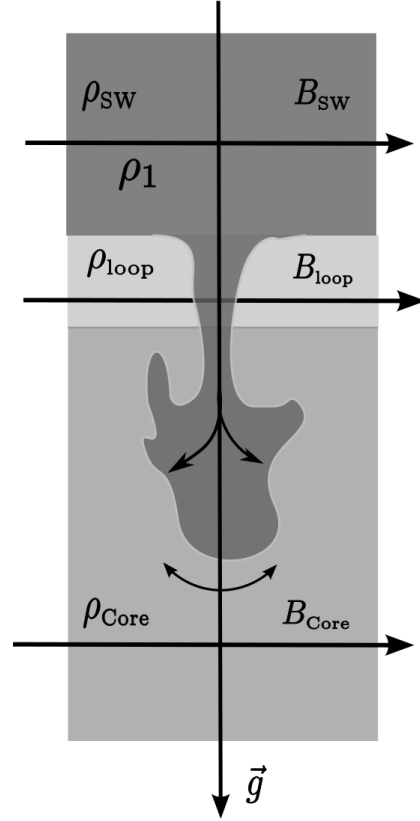


Figura 4.3: Formação dos *fingers* da *IRT* desde a região do núcleo (*core*) da *ICME* ao vento solar (*SW*).

As densidades  $\rho_{core}(\tilde{R})$  e  $\rho_{SW}(\tilde{R})$  decrescem com a distância ao Sol, e chegam a um ponto onde são comparáveis  $\rho_{core} \approx \rho_{SW}$ , aqui é onde o sistema *vento-ICME* inicia uma nova configuração, preparando a interface para a formação dos *fingers* da *IRT*. Quando as densidades satisfazem  $\rho_{SW}(\tilde{R}) > \rho_{core}(\tilde{R})$ , os *fingers* já estão formados e o vento começa a movimentar-se a pontos de maior pressão, assim como o material do *core* da *ICME* se

movimenta para pontos de menor pressão. Mas a presença do campo magnético da *ICME*,  $B_{ICME}$ , tem a capacidade de estabelecer uma tensão magnética, ou força restauradora na interface e evitar a formação da *IRT*.

Baseados na condição da existência da *IRT* na presença de um campo magnético e a idéia discutida no parágrafo anterior se pode propor que:

$$\rho_{SW} - \rho_{core} > \frac{B_{ICME}^2 + B_{SW}^2}{g(\tilde{R}) R_{ICME}}, \quad (4-1)$$

como  $B_{SW}^2(\tilde{R}) \ll B_{ICME}^2(\tilde{R})$  para todo  $\tilde{R}$  do estudo; a soma dos quadrados dos campos é equivalente ao quadrado do campo da *ICME*. Além do anterior utilizamos a aproximação  $\sim nm_p$  tanto para a densidade do vento solar  $\rho_{SW}$  como para a densidade da *ICME*  $\rho_{core}$ , a inequação (4-1) torna-se equivalente à:

$$n_{SW} - n_{core} > \frac{B_{ICME}^2}{m_p g(\tilde{R}) R_{ICME}} \quad (4-2)$$

onde  $m_p = 1,67 \times 10^{-24}$  é a massa do próton, e  $g$  é a gravidade do Sol definida como  $g(\tilde{R}) = g_{\odot}/\tilde{R}^2$ , sendo  $g_{\odot} = GM_{\odot}/R_{\odot}^2$  a gravidade na superfície do Sol. Na expressão (4-2) percebemos que devemos aproveitar a morfologia proposta no modelo para a *ICME*, e construir expressões dependentes da distância heliocêntrica  $\tilde{R}$  para as quantidades do vento solar e da ejeção que serão remprazadas em (4-2).

## 4.2 Raio da ICME

Um parâmetro essencial na modelagem da propagação da *ICME* é seu raio:  $R_{ICME}$ , pois as propriedades da ejeção dependem do raio o qual depende de  $\tilde{R}$ . [Liu et al. \(2005\)](#) propõem que o raio da ejeção varia de acordo com a relação:

$$R_{ICME} \propto \tilde{R}^{0,78}; \quad (4-3)$$

definição que utiliza [Borgazzi et al. \(2009\)](#) para modelar a interação de uma *ICME* com o vento solar, e aqui proposta como fundamento para delinear o  $R_{ICME}$ . A fim de continuar com (4-3), primeiro devemos efetuar a mudança  $\tilde{R}$  por  $\tilde{R} - 1$ , que representa a descrição dos cálculos desde a superfície do Sol, pois esta foi a maneira que se desenvolveu o estudo da *IKH*. Isto utilizando-se o raio inicial  $R_{ICME}^i$  de um tubo de fluxo como constante de proporcionalidade podemos escrever:

$$R_{ICME}(\tilde{R}) = R_{ICME}^i (\tilde{R} - 1)^{0,78}. \quad (4-4)$$

O valor  $R_{ICME}^i$  é baseado no trabalho de [Gopalswamy and Yashiro \(2011\)](#), o qual assume um raio de  $R_{ICME}^i = 1,5 R_{\odot}$  para o tubo de fluxo da ejeção de 25 de março de 2008. Utilizando este valor temos a expressão final para o raio da *ICME*:

$$R_{ICME}(\tilde{R}) = 1,5 (\tilde{R} - 1)^{0,78}, \quad (4-5)$$

onde as unidades de  $R_{ICME}$  são em  $R_{\odot}$ . O comportamento desta expressão é mostrado na figura 4.2. O intervalo do gráfico foi tomado aleatoriamente mas com a condição de mostrar o comportamento em grandes distâncias, isto para diferenciar do estudo da *IKH*.

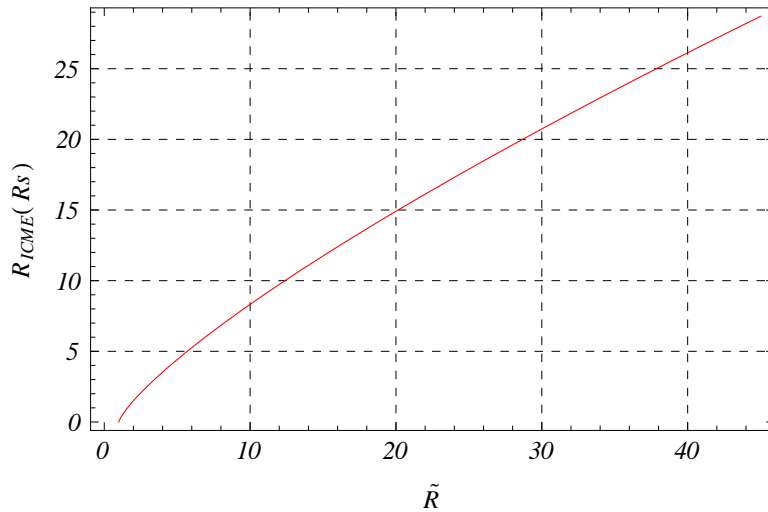


Figura 4.4: Gráfico  $R_{ICME}(\tilde{R})$  em  $R_{\odot}$  ( $Rs$ ), o valor inicial é tomado da referência: [Gopalswamy and Yashiro \(2011\)](#) e assumido como  $1,5 R_{\odot}$

### 4.3 Campo Magnético da ICME

Podemos utilizar a lei de conservação de *fluxo magnético* para construir a expressão para o campo magnético dependente da distância  $\tilde{R}$ . A conservação de fluxo magnético permite dizer que o fluxo em qualquer distância  $\Phi(\tilde{R})$  é igual ao fluxo inicial  $\Phi^i$ . Em base à esto podemos dizer:

$$B_{\text{ICME}}(\tilde{R}) R_{\text{ICME}}^2(\tilde{R}) = B_{\text{ICME}}^i R_{\text{ICME}}^i, \quad (4-6)$$

ao separar o campo magnético podemos construir a expressão:

$$B_{\text{ICME}}(\tilde{R}) = B_{\text{ICME}}^i \left( \frac{R_{\text{ICME}}^i}{R_{\text{ICME}}(\tilde{R})} \right)^2, \quad (4-7)$$

Daremos um valor de  $B_{\text{ICME}}^i = 2$  G. Este valor de campo magnético esta de acordo com os valores utilizado no trabalho de [Pagano et al. \(2007\)](#). Para  $B_{\text{ICME}}$  utilizamos um valor intermediário do *IKH*, pois como menciona [Innes et al. \(2012\)](#) na formação dos *fingers* da *IRT* se podem apresentar alguns vórtices próprios da *IKH*. Além disso este valor está de acordo com o trabalho de [Leroy et al. \(1983\)](#), que é utilizado nas simulações de [Manchester et al. \(2004\)](#) e que um valor máximo de campo magnético para o tubo de fluxo de 5 G. Substituindo este valor em (4-7):

$$B_{\text{ICME}}(\tilde{R}) = 2 (\tilde{R} - 1)^{-1,56} \text{ G}, \quad (4-8)$$

o comportamento desta expressão pode ser observado na figura 4.5:

---



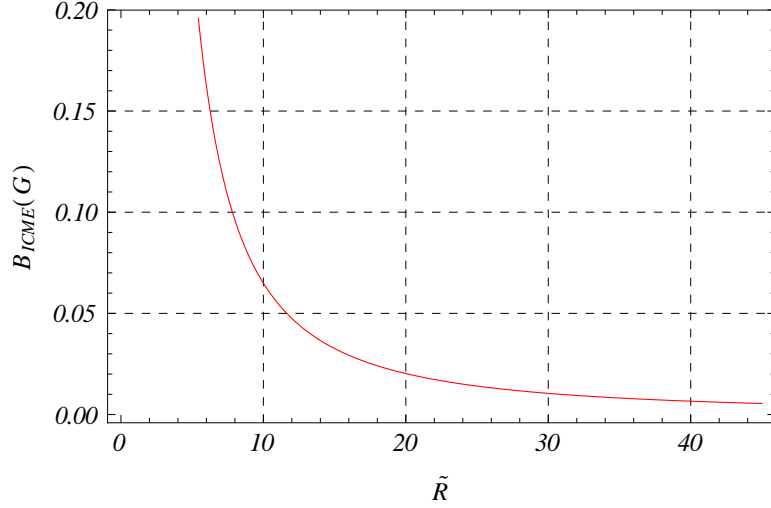


Figura 4.5: Gráfico da eq. (4-8) para o perfil de  $B_{ICME}$  (G).

### 4.3.1 Densidade da ICME

Um parâmetro que permite delinear a descrição da *ICME* e que é constante durante sua propagação no vento solar é o valor da massa  $M_{ICME}$ . Definindo a massa inicial como  $M_{ICME}^i$  e aproveitando a lei da conservação da massa, se pode dizer que:

$$M_{ICME}^i = M_{ICME}(\tilde{R}), \quad (4-9)$$

da relação massa, volume  $V$ , densidade  $\rho$ :

$$M_{ICME}(\tilde{R}) = \rho_{core}(\tilde{R}) V(\tilde{R}), \quad (4-10)$$

usando o  $V$  para uma esfera de raio  $R_{ICME}$  a equação (4-9) equivale à:

$$\rho_{core}^i \frac{4\pi(R_{ICME}^i)^3}{3} = \rho_{core}(\tilde{R}) \frac{4\pi R_{ICME}^3(\tilde{R})}{3}, \quad (4-11)$$

separando a densidade:

$$\rho_{core}(\tilde{R}) = \rho_{core}^i \left( \frac{R_{core}^i}{R_{core}(\tilde{R})} \right)^3, \quad (4-12)$$

que ao levar ao formalismo de densidade numérica, é equivalente à:

$$n_{\text{core}}(\tilde{R}) = n_{\text{core}}^i \left( \frac{R_{\text{core}}^i}{R_{\text{core}}(\tilde{R})} \right)^3, \quad (4-13)$$

de Mierla et al. (2011) tomamos a densidade como:  $n_{\text{core}} = 8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , que ao ser substituída em (4-13) obtemos a expressão final para a densidade:

$$n_{\text{core}}(\tilde{R}) = 8 \times 10^8 \left( (\tilde{R} - 1)^{-0,78} \right)^3 \text{ cm}^{-3} \quad (4-14)$$

ou

$$n_{\text{core}}(\tilde{R}) = 8 \times 10^8 (\tilde{R} - 1)^{-2,34}. \quad (4-15)$$

O comportamento do perfil de densidade é mostrado na figura 4.6

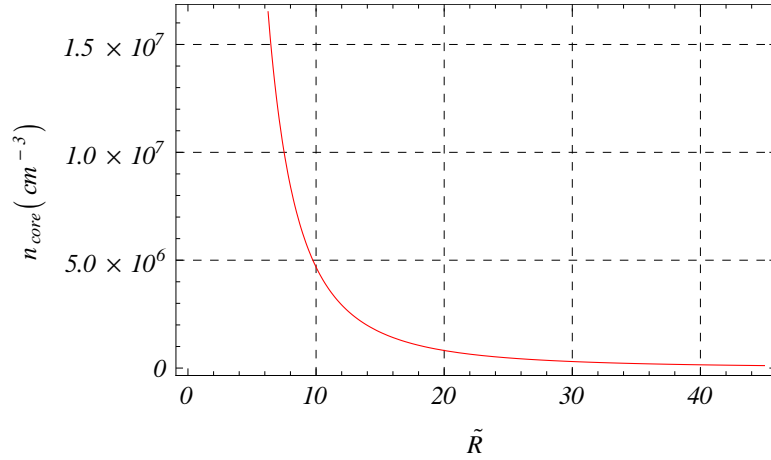


Figura 4.6: Gráfico da densidade  $n_{\text{core}} \text{ cm}^{-3}$  da eq. (4-15).

Para a expressão da densidade do vento solar se pretende utilizar a expressão utilizada para o vento solar lento, proposta na parte do estudo da instabilidade *Kelvin-Helmholtz* capítulo 3.

---

#### 4.4 Solução para a existência da IRT

Como foi mencionado antes, a comparação dos comportamentos das duas densidades torna-se importante para o entendimento da IRT com caracter hidrodinâmico (*HD*). Desta forma é como pode se saber se o ambiente está adequado para a existência das IRT. Ao analisar unicamente o lado esquerda da inequação (4-2), graficamos os comportamentos em separado, como se mostra na figura 4.7:

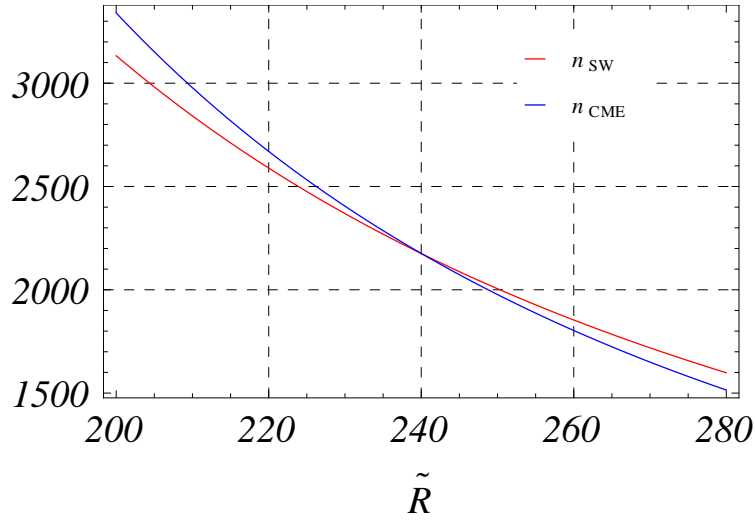


Figura 4.7: Comparação dos perfis das densidades de  $n_{\text{SW}}^{\text{slow}}(\tilde{R})$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) da eq. (3-8) do capítulo 3, e  $n_{\text{core}}(\tilde{R})$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) da eq. (4-15).

O gráfico da figura 4.7 pode ser dividido em duas partes uma onde a densidade do *core* é maior que a densidade do vento solar, e outra onde a situação é inversa, a densidade do vento é maior que a densidade do *core*. Isto pode ser escrito como:

$$n_{\text{SW}}(\tilde{R}) < n_{\text{core}}(\tilde{R}), \quad \text{para } \tilde{R} \lesssim 240, 1, \quad (4-16)$$

$$n_{\text{SW}}(\tilde{R}) > n_{\text{core}}(\tilde{R}), \quad \text{para } \tilde{R} \gtrsim 240, 1. \quad (4-17)$$

O significado desta parte é importante pois podemos ver que para  $\tilde{R} < 240, 1$ , não se tem IRT *HD*. Isto significa que o *core* conservará a disposição inicial de sua interface. Para

$\tilde{R} \approx 240,1$ , a interface deve apresentar oscilações que permitirão a formação dos *fingers HDs*. Em distâncias  $> 240,1 R_{\odot}$ , a região será caracterizada pela presença da *IRT* e possivelmente o início de uma fase turbulenta entre os fluidos, mas isto só pode ser suposto se analisamos do ponto de vista *HD*. Ao entender que estes fluidos estão na presença do campo magnético da *ICME*, a situação pode se tornar diferente intervalo, pois a tensão magnética presente na interface pode ter a capacidade de eliminar as oscilações que se apresentam na interface dos fluidos.

Para conhecer em qual região a tensão magnética do campo  $B_{ICME}$  pode suprimir a *IRT*, deve se levar em conta a expressão (4-2). Nesta equação vamos analisar separadamente o lado esquerdo (E) e direito (D), que podem escrever como:

$$E = n_{SW} - n_{core}, \quad D = \frac{B_{ICME}^2}{m_p g(\tilde{R}) R_{ICME}}.$$

Para saber para que subintervalos de  $\tilde{R}$  a inequação (4-2) é satisfeita mostramos o gráfico da figura 4.8, que representa o gráfico dos comportamentos E e D:

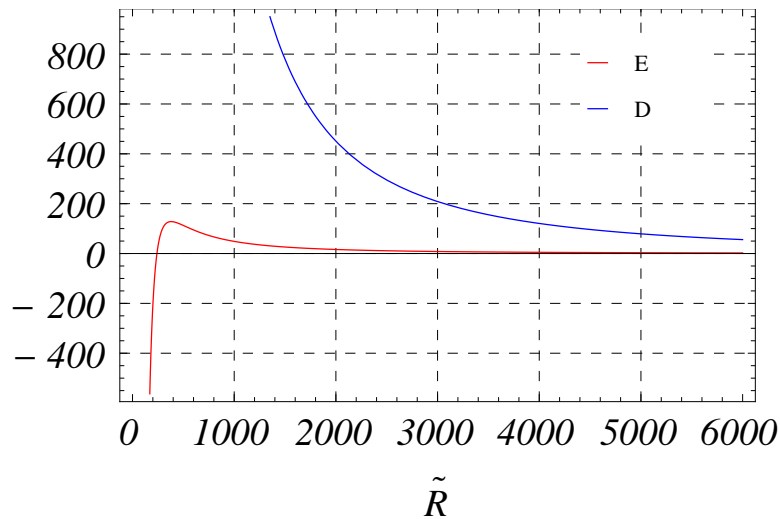


Figura 4.8: Gráfico de E e D, num intervalo exagerando o intervalo para  $\tilde{R}$ , não se apresentam cortes das funções.

O importante de analisar no gráfico 4.8 é que as funções não se interceptam e que a função D sempre é maior que a função E. Se conclui que não se tem um ambiente para a formação da *IRT* com as condições do modelo proposto. Isto quer dizer que o campo magnético proposto neste modelo está inibindo a formação dos *fingers* da *IRT*. Isto demonstra a necessidade de propor um formalismo mais completo para o campo magnético da *ICME*.



## Discussão

Neste capítulo mostra-se simples análise e discussões das aproximações feitas nos cálculos dos capítulos anteriores. O objetivo nesta parte é discutir de maneira simples que aconteceria se estas não fossem feitas. O capítulo está organizado em seções que tituladas como perguntas onde se mostra as possíveis mudanças nos cálculos.

### 5.0.1 Quem é mais importante $n_{sw}$ ou $U_{sw}$ ?

Nas análises de ordem feitas no capítulo 3 encontramos que no cálculo tomam prioridade a densidade  $n_{sw}(\tilde{R})$  e a velocidade  $U_{sw}(\tilde{R})$  do vento solar tanto para o vento rápido como para o vento lento. Conhecida esta dependência do cálculo, é correto perguntar qual dessas duas quantidades é de maior importância, ou seja para o desenvolvimento da *IKH* na presença de um campo magnético é melhor ter ventos mais densos ou mais rápidos?

Para dar resposta, partimos da expressão (3–28) da seção 3.1.7 do capítulo 3. Retomando a inequação:

$$10 - y + 2c < \xi,$$

que pode ser reescrita como:

$$\xi + y > 10 + 2c. \quad (5-1)$$

Analisando (5–1) se percebe que ao aumentar a densidade e a velocidade, que significam aumentos em  $y$  e em  $\xi$ , poderia existir um aumento no número de soluções. Esta estratégia foi implementada no estudo da *IKH* entre a *CME* e a *CME-Sheath*. Neste método existe uma restrição, pois o incremento no índice  $\xi$  não é igual ao incremento na magnitude da velocidade do vento como se entende na eq. (3–29).

Para explorar esta situação, mostramos o gráfico da figura 5.1 com dois comportamen-

tos; um é o perfil de  $\xi = m$  que quer representar a situação *ideal* em que o aumento na velocidade seja o mesmo do índice  $\xi$ , também este perfil está relacionado com o incremento em  $y$ , pois deste modo estes aumentos são equivalentes. O outro, é perfil da equação (3-29) correspondente à definição de  $\xi$ , pois com ele se percebe o aumento real do índice com respeito ao aumento na velocidade do vento.

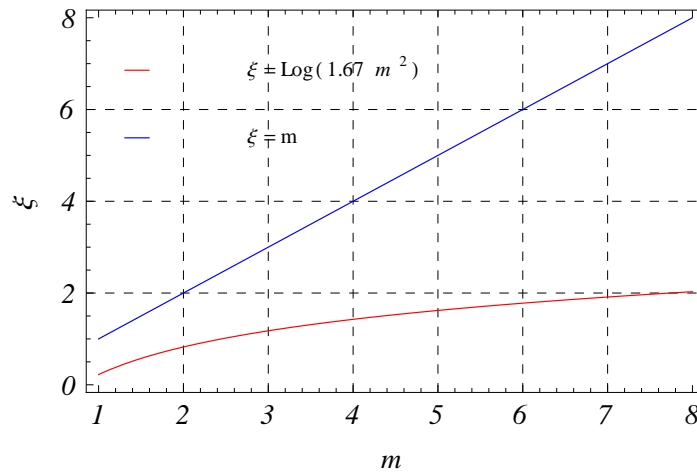


Figura 5.1: Comparação do perfil  $\xi = \log(1,67m^2)$  e  $\xi = m$ .

O intervalo do gráfico 5.1 foi modificado de  $m < 4$  à  $m < 8$ , para analisar o comportamento em situações de ventos supersônicos. No gráfico o perfil da definição de  $\xi$  é sempre menor que o perfil da situação de  $\xi = m$ , equivalente ao papel da densidade. Isto permite dizer que aumentar a velocidade não tem a mesma contribuição que aumentam a densidade. Em base ao anterior se pode dizer que um cenário apto para a existência da *IKH* é melhor ter ventos densos que rápidos.

### 5.0.2 Velocidade da CME diferente de Zero?

Uma importante aproximação no trabalho foi assumir que a velocidade da *CME* fosse zero. Uma pergunta é conhecer que possíveis mudanças implicariam esta aproximação não fosse feita. Conservando os outros valores e unicamente aumentando a velocidade da *CME*:



---

$U_{\text{CME}}$ . Para fazer isto devemos partir da expressão (3-4):

$$\left( U_{\text{SW}}(\tilde{\text{R}}) - U_{\text{CME}}(\tilde{\text{R}}) \right)^2 > \frac{n_{\text{SW}}(\tilde{\text{R}}) + n_{\text{CME}}}{m_p n_{\text{SW}}(\tilde{\text{R}}) n_{\text{CME}}} \left( B_{\text{SW}}^2(\tilde{\text{R}}) + B_{\text{CME}}^2 \right), \quad (5-2)$$

e organizando as dependências de  $\tilde{\text{R}}$  em um só lado:

$$\frac{n_{\text{SW}}(\tilde{\text{R}}) + n_{\text{CME}}}{m_p n_{\text{CME}} \left( U_{\text{SW}}(\tilde{\text{R}}) - U_{\text{CME}}(\tilde{\text{R}}) \right)^2 n_{\text{SW}}(\tilde{\text{R}})} \left( B_{\text{SW}}^2(\tilde{\text{R}}) + B_{\text{CME}}^2 \right) < 1, \quad (5-3)$$

e continuando com a estrutura definida para as quantidades do capítulo 3, se propõe que:  $U_{\text{CME}} = w \times 10^7$  cm/s, com  $0 < w < 10$ , assim são consideradas *CME* rápidas. Da mesma forma  $n_{\text{sw}}(\tilde{\text{R}}) < n_{\text{CME}}$ , e assim pode-se trabalhar da mesma maneira que no capítulo 3:

$$\frac{1}{(1,67 \times 10^{-24}) 10^y (m - w)^2 10^{14}}, \left( 10^{2s} + 10^{2c} \right) < 10^0 \quad (5-4)$$

como  $s < c$ :

$$\frac{10^{10-y+2c}}{1,67(m-w)^2} < 10^0, \quad (5-5)$$

que pode se reescrita como:

$$10^{10-y+2c} < 10^\chi, \quad (5-6)$$

sendo  $\chi$ :

$$\chi = \log \left( 1,67(m-w)^2 \right). \quad (5-7)$$

Há duas opções para o valor de  $m$  uma para o vento rápido,  $m^{\text{Fast}}$ , e a outra para o vento lento,  $m^{\text{Slow}}$ . Além disso se assumimos a mesma velocidade para o flanco superior e inferior da *CME*, podemos dizer que:

$$\chi^{\text{Fast}} = \log \left( 1,67(m^{\text{Fast}} - w)^2 \right), \quad \chi^{\text{Slow}} = \log \left( 1,67(m^{\text{Slow}} - w)^2 \right). \quad (5-8)$$

A natureza dos ventos permite expressar que  $m^{\text{Slow}} < m^{\text{Fast}}$  para todo  $\tilde{R}$ . Com à isto o índice  $\chi$  será maior na zona de ventos lentos. Podemos concluir que com levar conta a velocidade da CME com as mesmas hipóteses feitas na seção 3.1.7, a zona II (vento lento) da figura 5.2 é mais apta para a existência das *IKH*.

Outro aspecto importante a se comentar sobre a velocidade da CME, é que para os cálculos é importante a componente  $U_{\parallel}$  na interface dos flancos da CME. Esta velocidade pode ser vista na figura 5.2:

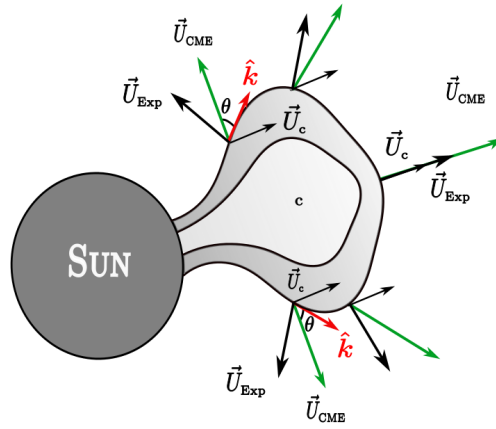


Figura 5.2: Diagrama que mostra as velocidades para pontos na CME. O vetor verde representa a resultante entre as componentes da velocidade de expansão  $\vec{U}_{\text{Exp}}$  e a velocidade do centro da CME.

O vetor resultante da  $\vec{U}_{\text{CME}}$  faz um ângulo com o vetor unitário da perturbação  $\hat{k}$ , isto significando que nossa velocidade de interesse  $U_{\parallel}$  é:

$$U_{\parallel} = \vec{U}_{\text{CME}} \cdot \hat{k}, \quad (5-9)$$

equivalente à:

$$U_{\parallel} = U_{\text{CME}} \cos(\theta), \quad (5-10)$$

como  $\theta < \pi/2$ , o coseno oscila entre:  $0 < \cos(\theta) < 1$ , deste modo temos:

$$U_{\parallel} < U_{\text{CME}}, \quad (5-11)$$

---

Assim que a velocidade para nosso cálculo no vai ser a mesma da propagação da *CME* pela soma vetorial como foi mostrado anteriormente.

### 5.0.3 Aumentos: $y + \delta y$ e $\xi + \delta \xi$

Depois de estudar a importância da velocidade e densidade do vento, e o papel da velocidade da *CME*, agora torna-se importante estudar o intervalo no qual a inequação (5-1) tem soluções para a interação vento-*CME*. Nesta seção, se quer mostrar qual deve ser o aumento mínimo sobre os intervalos propostos para os dois tipos de vento para encontrar a *IKH*.

Propondo incrementos  $\delta y$  e  $\delta \xi$  nos índices  $y$  e  $\xi$  de (5-1), no campo não se propõe incrementos pois já foi assumido um intervalo razoável.

Se

$$\xi \rightarrow \xi + \delta \xi, \quad (5-12)$$

$$y \rightarrow y + \delta y, \quad (5-13)$$

primeiro analisaremos a situação com  $c = 0$ , assim de (5-1) temos:

$$10 - y < \xi, \quad (5-14)$$

impondo os incrementos:

$$10 - (y + \delta y) < \xi + \delta \xi, \quad (5-15)$$

que pode se reescrita como:

$$\delta y + \delta \xi < 10 - (y + \xi), \quad (5-16)$$

baseado em (5-16), podemos propor o intervalo mínimo nos dois ventos, rápido e lento, na

---

---

forma

$$\left( \delta y + \delta \xi \right)_{\min}^{\text{Slow}} < 10 - \left( y + \xi \right)_{\max}^{\text{Slow}}, \quad (5-17)$$

$$\left( \delta y + \delta \xi \right)_{\min}^{\text{Fast}} < 10 - \left( y + \xi \right)_{\max}^{\text{Fast}}, \quad (5-18)$$

desta forma nosso intervalo para  $c = 0$  é:

$$\left( \delta y + \delta \xi \right)_{\min}^{\text{Slow}} < 0,48, \quad (5-19)$$

$$\left( \delta y + \delta \xi \right)_{\min}^{\text{Fast}} < 0,09, \quad (5-20)$$

Se  $c \neq 0$ , podemos dizer que os valores de  $\left( \delta y + \delta \xi \right)_{\min}^{\text{Slow, Fast}}$  aumentam pelo valor de  $c$ , isto está representando que ao aumentar a energia magnética a qual é representada por o índice  $c$ , é necessário aumentar a energia cinética para a formação dos vórtices da *IKH*. É importante esclarecer que o incremento em  $\delta y$  e  $\delta \xi$ , são limitados pelas condições do meio e este é o primeiro limitante de  $\delta y$  e  $\delta \xi$ .

## Conclusões e Perspectivas

### 6.1 Conclusões

Na presente dissertação se apresentam os resultados de uma pesquisa de carácter analítico feita para o estudo da existência das instabilidades de *Kelvin-Helmholtz* (*IKH*) e *Rayleigh-Taylor* (*IRT*) na interação entre uma *CME* e o vento solar. Para o desenvolvimento do modelo foram analisadas duas situações de interação entre a *CME* e o vento solar para comprar em cenário com propriedades essenciais para o desenvolvimento das instabilidades mencionadas. Para estas duas situações construímos expressões para as densidades, velocidades e campos magnéticos tanto da *CME* como do vento solar rápido e lento. Utilizando a teoria proposta por Chandrasekhar em 1961, encontramos intervalos na coordenada heliocêntrica onde propomos a existência das instabilidades.

A primeira situação, é apta para o desenvolvimento da *IKH*. Aqui analisamos o cisalhamento existente entre os fluidos nos dois flancos da *CME* que tem características opostas. No flanco norte, onde a interação é com o vento rápido e no flanco sul onde a interação é com o vento solar lento o qual é mais denso e com valores de campo magnético menores que o vento rápido. Nos cálculos das duas zonas assumimos a *CME* em seu estado de formação, assim eliminamos do cálculo a velocidade da *CME*, sendo desta forma o cisalhamento de responsabilidade unicamente do vento solar. No trabalho não se encontram intervalos de existência na interação vento-*CME*. Foram conseguidas instabilidades na interação entre a *CME* e sua envoltura, a qual adotamos como uma estrutura mais densa que o vento e com uma velocidade comparável à este. Para esta interação encontramos em cada flanco um intervalo de formação, sendo isto a primeira diferença com dados da literatura, onde só é mencionada a existência da *IKH* em um flanco. Ao ser comparados nossos intervalos com

os da literatura, percebemos que estes últimos formam um sub-conjunto de nossos valores.

Para a segunda situação, foi estudada a *IRT*. Aqui configuramos a situação onde uma *ICME* está a grandes distâncias do Sol e se expande no vento solar. Nesta parte focamos em entender o comportamento da interface entre o núcleo da ejeção e o vento solar. Nas análises percebemos que a razão da densidade entre o vento e o núcleo muda de menor à maior que um, expressando que o sistema estaria com condições necessárias para a formação da *IRT*, entrando em uma fase de reordenação das camadas dos fluidos. Mas pela presença do campo magnético na *ICME*, existe uma tensão magnética na interface que permitirá que esta seja estável na propagação da ejeção no vento solar.

Este trabalho mostra que as instabilidades *IKH* e *IRT* podem existir no ambiente ao redor da *CME* e o vento solar. Apesar de ter assumido várias aproximações e ter estudado um ambiente idealizado com hipóteses como não levar em conta fenômenos reais como os processos de reconexão, compressão, e inclusive chegar a simplificar a morfologia da *ICME*, e só considerar elementos essenciais do fenômeno que permitem uma modelagem básica do problema, nossa pesquisa obteve resultados consistentes como um primeiro passo no entendimento do desenvolvimento das instabilidades mencionadas.

## 6.2 *Perspectivas*

No desenvolvimento do trabalho foram feitas várias aproximações. Nesta parte queremos expressar alguns possíveis refinamentos para o trabalho a fim de adicionar detalhes próprios do ambiente de estudo. Estas sugestões são:

- assumir a *CME* com uma velocidade de propagação diferente de zero;
- usar um formalismo com dependência latitudinal, que permita uma parametrização mais real da expansão e propagação;
- um estudo dependente do tempo, e estudar os tempos de vida das instabilidades;

- fazer uma modelagem levando em conta processos como a reconexão magnética e compressões do material ejetado;
- um estudo com uma morfologia que permita diferenciar as partes da ejeção e assim chegar à um modelamento mais real do campo magnético da ejeção. Nesta parte, como primeiro passo, pode ser proposto a morfologia de um esferoide oblato;
- criar um estudo numérico que permita uma comparação mais refinada com a literatura.





## Referências Bibliográficas

- Antonucci, E., Dodero, M. A. and Giordano, S.: 2000, Fast Solar Wind Velocity in a Polar Coronal Hole during Solar Minimum, **Solar Phys.** **197**, 115–134.
- Arons, J. and Lea, S. M.: 1976, Accretion onto magnetized neutron stars - Structure and interchange instability of a model magnetosphere, **ApJ** **207**, 914–936.
- Aschwanden, M. J. and Acton, L. W.: 2001, Temperature Tomography of the Soft X-Ray Corona: Measurements of Electron Densities, Temperatures, and Differential Emission Measure Distributions above the Limb, **ApJ** **550**, 475–492.
- Berger, T. E., Slater, G., Hurlburt, N., Shine, R., Tarbell, T., Title, A., Lites, B. W., Okamoto, T. J., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., Magara, T., Suematsu, Y. and Shimizu, T.: 2010, Quiescent Prominence Dynamics Observed with the Hinode Solar Optical Telescope. I. Turbulent Upflow Plumes, **ApJ** **716**, 1288–1307.
- Berger, T., Testa, P., Hillier, A., Boerner, P., Low, B. C., Shibata, K., Schrijver, C., Tarbell, T. and Title, A.: 2011, Magneto-thermal convection in solar prominences, **Nature** **472**, 197–200.
- Biskamp, D.: 2003, *Magnetohydrodynamic Turbulence.*, Cambridge University Press.
- Borgazzi, A., Lara, A., Echer, E. and Alves, M. V.: 2009, Dynamics of coronal mass ejections in the interplanetary medium, **A&A** **498**, 885–889.
- Chae, J.: 2010, Dynamics of Vertical Threads and Descending Knots in a Hedgerow Prominence, **ApJ** **714**, 618–629.

- 
- Chandrasekhar, S.: 1961, *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*.
- Chen, J.: 1996, Theory of prominence eruption and propagation: Interplanetary consequences, **JGR** **101**, 27499–27520.
- Chen, P. F.: 2011, Coronal mass ejections: Models and their observational basis, **LRSP** **8**(1).
- Cheng, X., Zhang, J., Olmedo, O., Vourlidas, A., Ding, M. D. and Liu, Y.: 2012, Investigation of the Formation and Separation of an Extreme-ultraviolet Wave from the Expansion of a Coronal Mass Ejection, **ApJL** **745**, L5.
- Coles, W. A., Esser, R., Løvhaug, U.-P. and Markkanen, J.: 1991, Comparison of solar wind velocity measurements with a theoretical acceleration model, **JGR** **96**(A8), 13849–13859.
- Cranmer, S. R.: 2009, Coronal Holes, **LRSP** **6**, 3.
- Das, I., Opher, M., Evans, R., Loesch, C. and Gombosi, T. I.: 2011, Evolution of Piled-up Compressions in Modeled Coronal Mass Ejection Sheaths and the Resulting Sheath Structures, **ApJ** **729**, 112.
- Démoulin, P., Nakwacki, M. S., Dasso, S. and Mandrini, C. H.: 2008, Expected in Situ Velocities from a Hierarchical Model for Expanding Interplanetary Coronal Mass Ejections, **Solar Phys.** **250**, 347–374.
- Evans, R. M., Opher, M. and Gombosi, T. I.: 2011, Learning from the outer heliosphere: Interplanetary coronal mass ejection sheath flows and the ejecta orientation in the lower corona, **ApJ** **728**(1), 41.
- Fludra, A., Del Zanna, G., Alexander, D. and Bromage, B. J. I.: 1999, Electron density and temperature of the lower solar corona, **JGR** **104**, 9709–9720.
- Forbes, T. G.: 2000, A review on the genesis of coronal mass ejections, **JGR** **105**, 23153–23166.
-

- 
- Forbes, T. G., Linker, J. A., Chen, J., Cid, C., Kóta, J., Lee, M. A., Mann, G., Mikić, Z., Potgieter, M. S., Schmidt, J. M., Siscoe, G. L., Vainio, R., Antiochos, S. K. and Riley, P.: 2006, CME Theory and Models, **SSRv** **123**, 251–302.
- Foullon, C., Verwichte, E., Nakariakov, V. M., Nykyri, K. and Farrugia, C. J.: 2011, Magnetic Kelvin-Helmholtz Instability at the Sun, **ApJL** **729**, L8.
- Foullon, C., Verwichte, E., Nykyri, K., Aschwanden, M. J. and Hannah, I. G.: 2013, Kelvin-Helmholtz Instability of the CME Reconnection Outflow Layer in the Low Corona, **ApJ** **767**, 170.
- Gallagher, P. T., Lawrence, G. R. and Dennis, B. R.: 2003, Rapid Acceleration of a Coronal Mass Ejection in the Low Corona and Implications for Propagation, **ApJL** **588**, L53–L56.
- Gilbert, H. R., Serex, E. C., Holzer, T. E., MacQueen, R. M. and McIntosh, P. S.: 2001, Narrow Coronal Mass Ejections, **ApJ** **550**, 1093–1101.
- Gopalswamy, N. and Yashiro, S.: 2011, The strength and radial profile of the coronal magnetic field from the standoff distance of a coronal mass ejection-driven shock, **ApJL** **736**(1), L17.
- Gosling, J. T., Riley, P., McComas, D. J. and Pizzo, V. J.: 1998, Overexpanding coronal mass ejections at high heliographic latitudes - Observations and simulations, **JGR** **103**, 1941.
- Harra, L. K., Sakao, T., Mandrini, C. H., Hara, H., Imada, S., Young, P. R., van Driel-Gesztelyi, L. and Baker, D.: 2008, Outflows at the Edges of Active Regions: Contribution to Solar Wind Formation?, **ApJL** **676**, L147–L150.
- Hasegawa, H., Fujimoto, M., Phan, T.-D., Rème, H., Balogh, A., Dunlop, M. W., Hashimoto, C. and TanDokoro, R.: 2004, Transport of solar wind into Earth’s magnetosphere through rolled-up Kelvin-Helmholtz vortices, **Nature** **430**, 755–758.
-

---

He, J.-S., Marsch, E., Tu, C.-Y., Guo, L.-J. and Tian, H.: 2010, Intermittent outflows at the edge of an active region - a possible source of the solar wind?, **A&A** **516**, A14.

Hillier, A., Isobe, H., Shibata, K. and Berger, T.: 2011, Numerical Simulations of the Magnetic Rayleigh-Taylor Instability in the Kippenhahn-Schlüter Prominence Model, **ApJL** **736**, L1.

Hillier, A., Isobe, H., Shibata, K. and Berger, T.: 2012, Numerical Simulations of the Magnetic Rayleigh-Taylor Instability in the Kippenhahn-Schlüter Prominence Model. II. Reconnection-triggered Downflows, **ApJ** **756**, 110.

Hirayama, T.: 1986, The density and thickness of quiescent prominences, in A. I. Poland (ed.), *NASA Conference Publication*, Vol. 2442 of *NASA Conference Publication*, pp. 149–153.

Hundhausen, A. J., Sawyer, C. B., House, L., Illing, R. M. E. and Wagner, W. J.: 1984, Coronal mass ejections observed during the solar maximum mission - Latitude distribution and rate of occurrence, **JGR** **89**, 2639–2646.

Illing, R. M. E. and Hundhausen, A. J.: 1985, Observation of a coronal transient from 1.2 to 6 solar radii, **JGR** **90**, 275–282.

Innes, D. E., Cameron, R. H., Fletcher, L., Inhester, B. and Solanki, S. K.: 2012, Break up of returning plasma after the 7 June 2011 filament eruption by Rayleigh-Taylor instabilities, **A&A** **540**, L10.

Isobe, H., Miyagoshi, T., Shibata, K. and Yokoyama, T.: 2005, Filamentary structure on the Sun from the magnetic Rayleigh-Taylor instability, **Nature** **434**, 478–481.

Khodachenko, M. L., Ribas, I., Lammer, H., Grießmeier, J.-M., Leitner, M., Selsis, F., Eiroa, C., Hanslmeier, A., Biernat, H. K., Farrugia, C. J. and Rucker, H. O.: 2007, Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for

---

- 
- The Habitability of Terrestrial Exoplanets. I. CME Impact on Expected Magnetospheres of Earth-Like Exoplanets in Close-In Habitable Zones, **AsBio** **7**, 167–184.
- Kippenhahn, R. and Schlüter, A.: 1957, Eine Theorie der solaren Filamente. Mit 7 Textabbildungen, **43**, 36.
- Krall, J. and Chen, J.: 2005, Density Structure of a Preeruption Coronal Flux Rope, **ApJ** **628**, 1046–1055.
- Lammer, H., Lichtenegger, H. I. M., Kulikov, Y. N., Grießmeier, J.-M., Terada, N., Erkaev, N. V., Biernat, H. K., Khodachenko, M. L., Ribas, I., Penz, T. and Selsis, F.: 2007, Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for The Habitability of Terrestrial Exoplanets. II. CME-Induced Ion Pick Up of Earth-like Exoplanets in Close-In Habitable Zones, **AsBio** **7**, 185–207.
- Leroy, J. L.: 1989, Observation of prominence magnetic fields, in E. R. Priest (ed.), *Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences*, Vol. 150 of *Astrophysics and Space Science Library*, pp. 77–113.
- Leroy, J. L., Bommier, V. and Sahal-Brechot, S.: 1983, The magnetic field in the prominences of the polar crown, **Solar Phys.** **83**, 135–142.
- Liu, Y., Richardson, J. D. and Belcher, J. W.: 2005, A statistical study of the properties of interplanetary coronal mass ejections from 0.3 to 5.4 AU, **Planet. Space. Sci.** **53**, 3–17.
- Lugaz, N., Manchester, IV, W. B. and Gombosi, T. I.: 2005, The Evolution of Coronal Mass Ejection Density Structures, **ApJ** **627**, 1019–1030.
- Malik, S. K. and Singh, M.: 1989, Bubble formation and nonlinear Rayleigh-Taylor instability in magnetic fields, *Physical Review Letters* **62**, 1753–1756.
- Manchester, W. B., Gombosi, T. I., Roussev, I., de Zeeuw, D. L., Sokolov, I. V., Powell, K. G., Tóth, G. and Opher, M.: 2004, Three-dimensional MHD simulation of a flux rope driven CME, **JGR** **109**, 1102.
-

- 
- McComas, D. J., Elliott, H. A., Schwadron, N. A., Gosling, J. T., Skoug, R. M. and Goldstein, B. E.: 2003, The three-dimensional solar wind around solar maximum, **30**, 1517.
- Mierla, M., Chifu, I., Inhester, B., Rodriguez, L. and Zhukov, A.: 2011, Low polarised emission from the core of coronal mass ejections, **A&A 530**, L1.
- Mittal, N. and Narain, U.: 2010, Initiation of CMEs: A review, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* **72**, 643–652.
- Möstl, U. V., Temmer, M. and Veronig, A. M.: 2013, The kelvin-helmholtz instability at coronal mass ejection boundaries in the solar corona: Observations and 2.5d mhd simulations, **ApJL 766**(1), L12.
- Ofman, L. and Thompson, B. J.: 2011, SDO/AIA Observation of Kelvin-Helmholtz Instability in the Solar Corona, **ApJL 734**, L11.
- Owens, M. J.: 2006, Magnetic cloud distortion resulting from propagation through a structured solar wind: Models and observations, **JGR 111**, 12109.
- Owens, M. J., Merkin, V. G. and Riley, P.: 2006, A kinematically distorted flux rope model for magnetic clouds, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* **111**, 3104.
- Pagano, P., Reale, F., Orlando, S. and Peres, G.: 2007, MHD evolution of a fragment of a CME core in the outer solar corona, **A&A 464**, 753–760.
- Parker, E. N.: 1955, Hydromagnetic Dynamo Models., **ApJ 122**, 293.
- Parker, E. N.: 1958, Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields., **ApJ 128**, 664.
- Parker, E. N.: 1972, Topological Dissipation and the Small-Scale Fields in Turbulent Gases, **ApJ 174**, 499.
- Pneuman, G. W.: 1984, The 'melon-seed' mechanism and coronal transients, **Solar Phys.** **94**, 387–411.
-

---

Priest, E. R.: 1982, *Solar magneto-hydrodynamics*.

Quémerais, E., Lallement, R., Koutroumpa, D. and Lamy, P.: 2007, Velocity Profiles in the Solar Corona from Multi-Instrument Observations, **ApJ** **667**, 1229–1234.

Riley, P., Linker, J. A., Mikic, Z. and Odstrcil, D.: 2006, Modeling interplanetary coronal mass ejections, **AdSpR** **38**, 535–546.

Ryutova, M., Berger, T., Frank, Z., Tarbell, T. and Title, A.: 2010, Observation of Plasma Instabilities in Quiescent Prominences, **Solar Phys.** **267**, 75–94.

Siscoe, G. L., Crooker, N. U. and Elliott, H. A.: 2006, Initial-Condition Influences on CME Expansion and Propagation, **Solar Phys.** **239**, 293–316.

Tandberg-Hanssen, E. (ed.): 1995, *The nature of solar prominences*, Vol. 199 of *Astrophysics and Space Science Library*.

Tousey, R.: 1973, The solar corona., in M. J. Rycroft and S. K. Runcorn (eds), *Space Research Conference*, pp. 713–730.

van Ballegooijen, A. A. and Cranmer, S. R.: 2010, Tangled Magnetic Fields in Solar Prominences, **ApJ** **711**, 164–178.

Wang, Y.-M. and Nepveu, M.: 1983, A numerical study of the nonlinear Rayleigh-Taylor instability, with application to accreting X-ray sources, **A&A** **118**, 267–274.

Wang, Y.-M., Nepveu, M. and Robertson, J. A.: 1984, Further numerical studies of the Rayleigh-Taylor instability in the context of accreting X-ray sources, **A&A** **135**, 66–76.

Yashiro, S., Gopalswamy, N., Michalek, G., St. Cyr, O. C., Plunkett, S. P., Rich, N. B. and Howard, R. A.: 2004, A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft, **JGR** **109**, 7105.

Zhang, J. and Dere, K. P.: 2006, A Statistical Study of Main and Residual Accelerations of Coronal Mass Ejections, **ApJ** **649**, 1100–1109.

---

---

Zhang, J., Dere, K. P., Howard, R. A., Kundu, M. R. and White, S. M.: 2001, On the Temporal Relationship between Coronal Mass Ejections and Flares, **ApJ** **559**, 452–462.

Zhang, M. and Low, B. C.: 2005, The Hydromagnetic Nature of Solar Coronal Mass Ejections, **ARA&A** **43**, 103–137.