

# Космические лучи

*магистратура*

## Лекция 7

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения

МГД-приближение

Для описания физических процессов в атмосферах звёзд используются следующие уравнения:

## *Уравнения Максвелла*

Связывают переменные электрические и магнитные поля.

## *Обобщённый закон Ома*

Связывает на основе 3-х жидкостной модели плазмы (электроны, ионы, нейтральные атомы) электрический ток со скоростью центра масс, а также с электрическим и магнитным полями.

## *Уравнение индукции*

Выводится из обобщённого закона Ома и уравнений Максвелла. Применяется в случае полностью ионизованной плазмы и при обращении силы ампера в 0.

## *Уравнения плазмы*

Описывают движение плазмы (непрерывности, движения и энергии).

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

## Энергетические потери

## МГД-приближение

Энергетические потери складываются из:

- потерь за счёт теплопроводности
  - продольной;
  - поперечной;
- потерь за счёт излучения.

Можно допустить несколько упрощений:

- пренебречь теплопроводностью поперёк магнитного поля;
- для оптически тонкой части солнечной атмосферы потери на излучение не зависят от интенсивности излучения.

Приток энергии:

- диссипация электрических токов.

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Энергетические потери

МГД-приближение

Если  $Q$  – функция, равная разности между скоростью энергетических потерь и скоростью поступления энергии, то

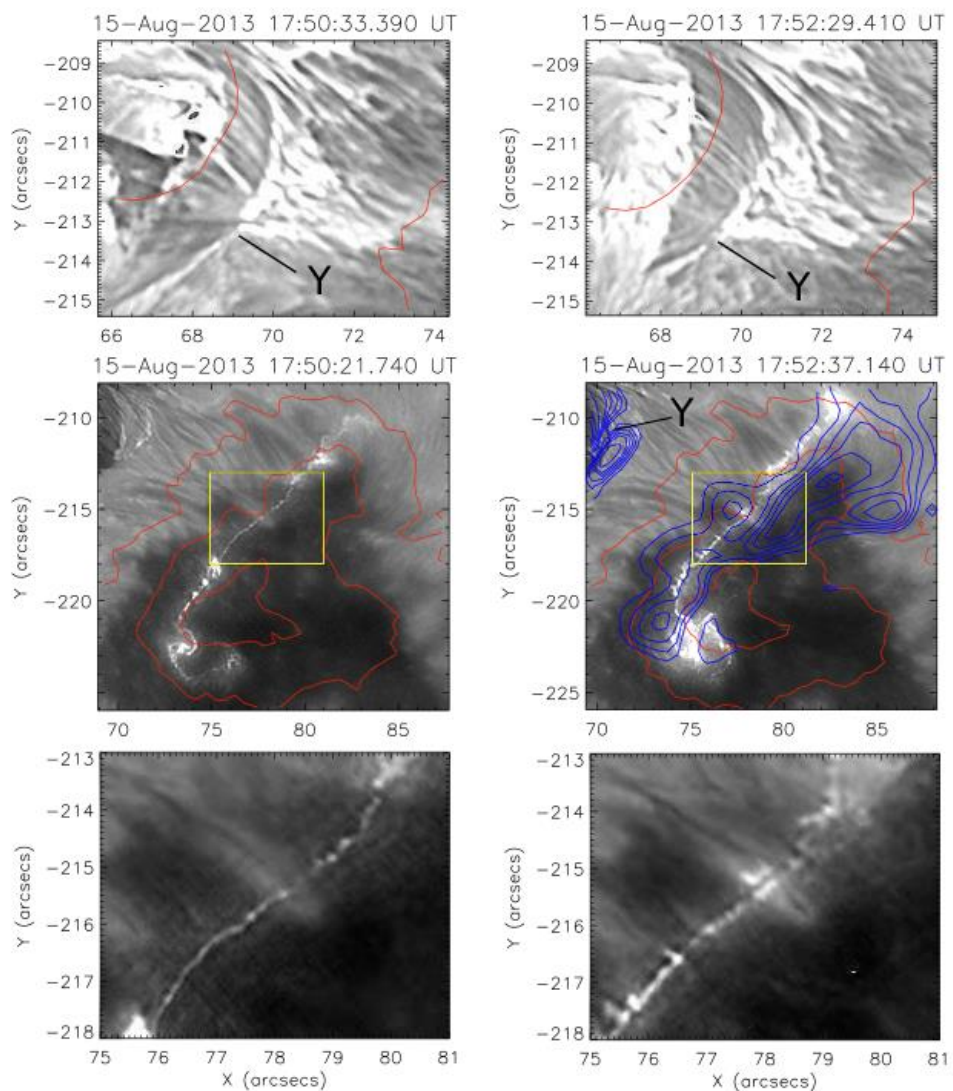
$$Q = -\frac{1}{A} \frac{d}{ds} \left( k_e T^{\frac{5}{2}} \frac{dT}{ds} A \right) + n_e n_H \chi(T) - (\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{V} \times \vec{B}) \vec{j}$$

$A(s)$  – площадь поперечного сечения силовой трубки, связанной с магнитным полем,  $s$  – координата вдоль оси трубки,  $k_e$  - коэффициент теплопроводности вдоль магнитного поля,  $\chi(T)$  – некоторая функция температуры.

Последнее слагаемое определяется с учётом закона Ома.

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

## Вспышечная лента



## Формирование МТ при ФС конвекции

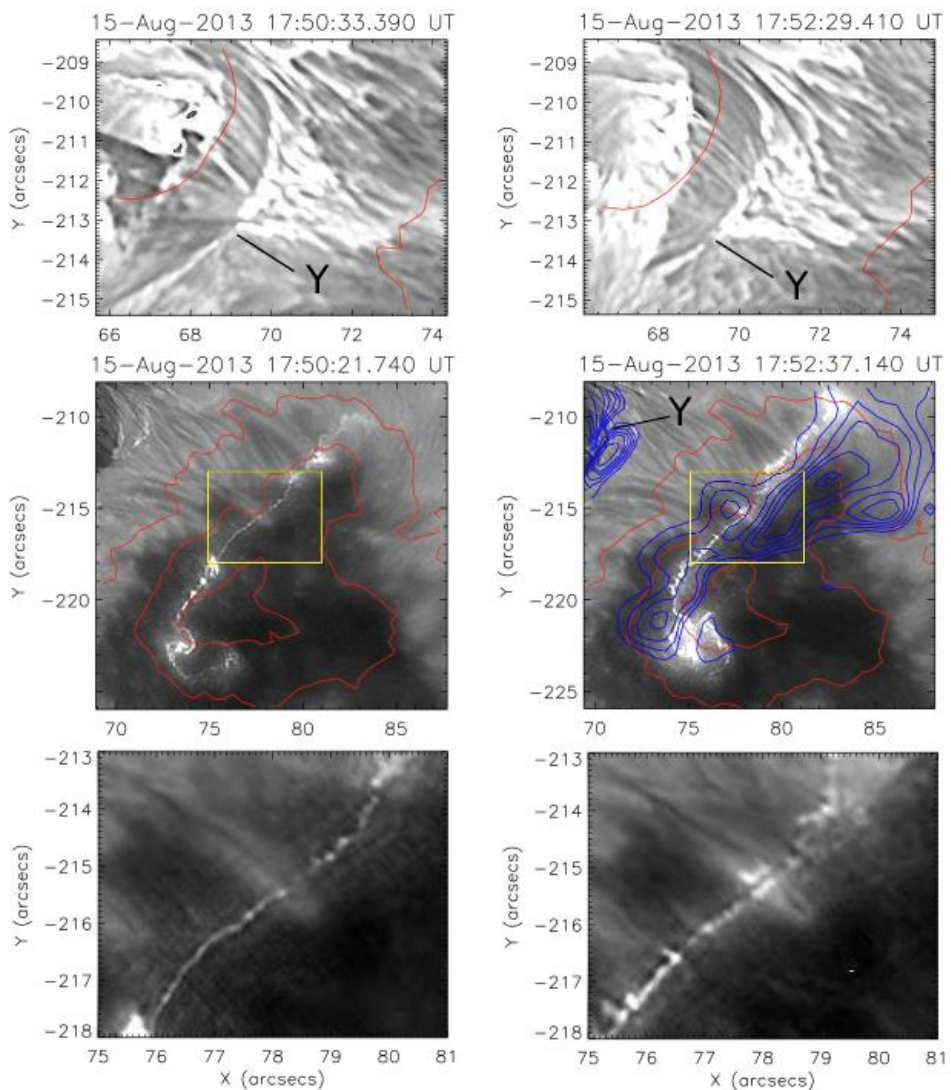
Вспышка C2.1 от 15 августа 2013 г., зарегистрированная с помощью нового солнечного телескопа (NST) Солнечной обсерватории Big Bear, Обсерваторией солнечной динамики (SDO), космическими аппаратами GOES и FERMI.

Изображение вспышечной ленты в  $\text{H}\alpha$  и  $\text{H}\alpha+0.8\text{\AA}$  с разрешением 0.1 секунда дуги и увеличенное изображение. Контуры обозначают линии напряжённости магнитного поля ль 1 до 2 кГс.

Наблюдения показывают ранее не разрешенную субсекундную структуру вспышечных лент в областях сильного магнитного поля, состоящих из множества мелких ярких узлов. Данные NST / VIS  $\text{H}\alpha$  показывают сверхтонкое структурирование излучения хромосферной вспышки с характерным размером около 100 км, организованное в очень тонкую, но длинную  $\sim 10\,000$  км ленту, пересекающую область солнечных пятен.

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

## Вспышечная лента



## Формирование МТ при ФС конвекции

Другая вспышечная лента, расположенная в области вспышки, пространственно рассеяна, но также имеет мелкомасштабное структурирование.

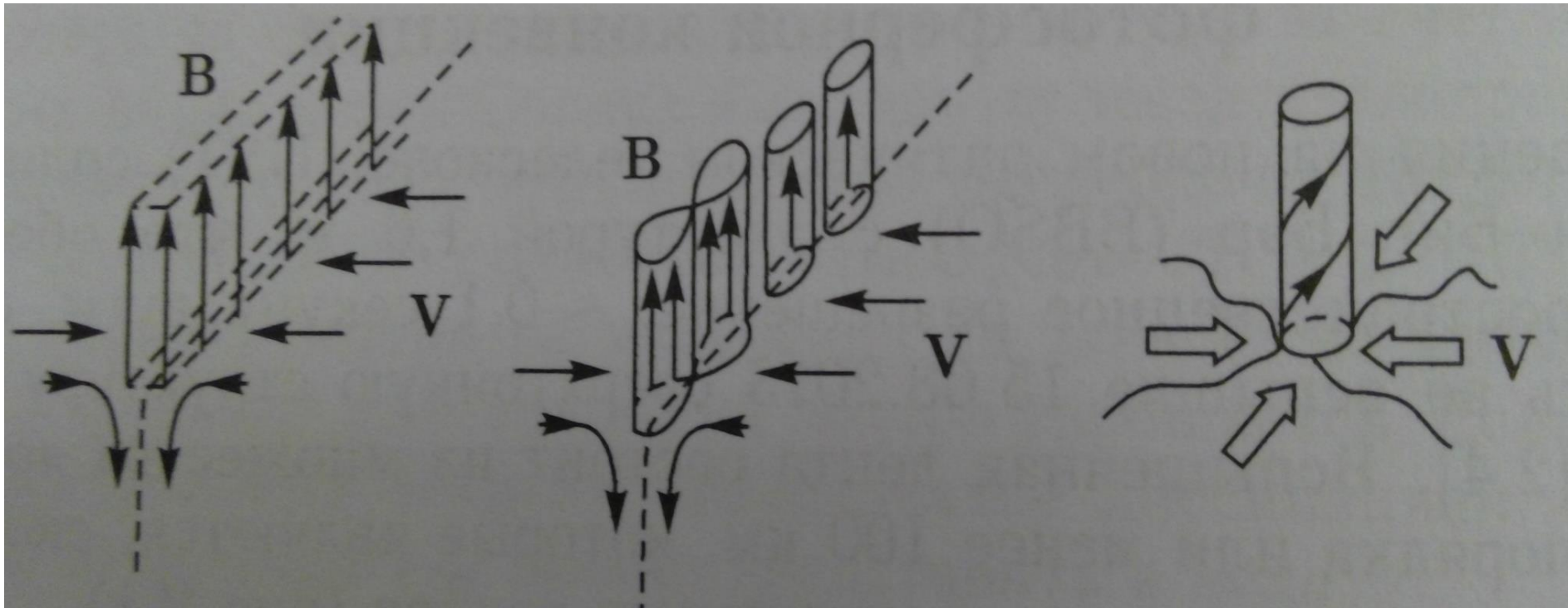
Кроме того, хромосферное излучение вспышечных лент начинается задолго до импульса НХР. Наблюдаемый нагрев перед появлением жесткого рентгеновского излучения не может быть объяснен ускоренными частицами, осаждающимися в хромосферу, как предполагает стандартная модель солнечных вспышек.

Должны быть дополнительные механизмы нагрева, связанные со сверхтонкой организованной структурой вспышечных лент. Такая тонкая структура предполагает, что механизм нагрева может быть связан с джоулевым нагревом хромосферными электрическими токами.

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

МТ на границе ячеек  
супергрануляции

Формирование МТ при ФС конвекции



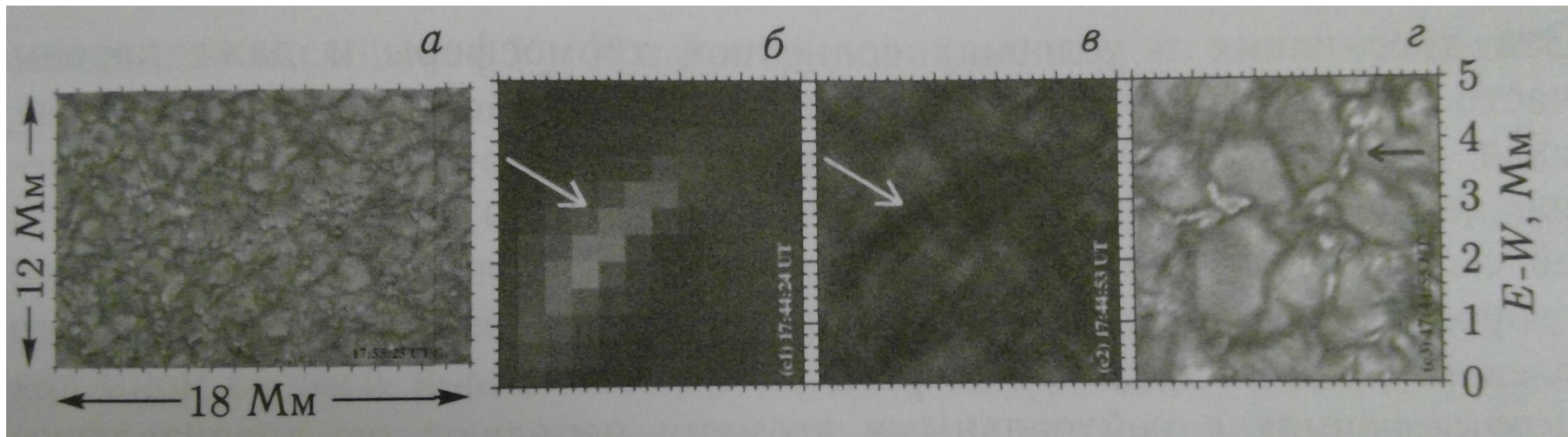
Формирование интенсивных трубок магнитного поля на границах ячеек супергрануляции.  
а) Формирование протяжённого тонкого магнитного слоя; б) фрагментация слоя в систему магнитных трубок в результате перестановочной неустойчивости; в) формирование интенсивной магнитной трубки в узле ячеек супергрануляции.

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Инжекция вещества в арку

Формирование МТ при ФС конвекции

Образование одиночных магнитных арок с горячей плазмой, инжектированной из межгранульных оснований арок (NST, SDO).



а) Наложенные изображения активной области Солнца в линиях HeI и TiO, полученные 22.07.2011 при наблюдениях NST, основания магнитных арок обнаруживаются в межгранульных областях. б-г) Инжекция нагретой солнечной плазмы из основания арки в корону (линии 171 А, HeI 10830 А, TiO 7057 А). Область инъекции отмечена чёрной стрелкой, а магнитная арка с инжектируемой плазмой – белой стрелкой.



# Структурные элементы магнитосфер звёзд

## Уравнения одиночной трубки

## Формирование МТ при ФС конвекции

Для аксиально-симметричной трубки, располагаемой вертикально в узле нескольких супергранул, в случае скорости сходящегося конвективного потока много меньше скорости звука, альфвеновской скорости и скорости свободного падения можно считать, что эволюция магнитного поля в трубке носит квазистатический характер. Тогда можно воспользоваться следующими уравнениями:

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B} + \rho \vec{g}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0$$

$$\begin{aligned} \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{V} \times \vec{B} \\ = \frac{\vec{j}}{\sigma} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{enc} + \frac{\vec{f}_e}{en} + F \frac{[\vec{f}_a \times \vec{B}]}{cnm_i \varepsilon v'_{ia}} \\ - \frac{F^2 \rho}{cnm_i \varepsilon v'_{ia}} \left[ \frac{d\vec{V}}{dt} \times \vec{B} \right] \end{aligned}$$

$$\rho \vec{g} - \nabla p + \frac{1}{c} \vec{j} \times \partial \vec{B} = 0$$

$$\text{div} \rho \vec{V} = 0$$

$$\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{V} \times \vec{B} = \frac{\vec{j}}{\sigma} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{enc} - \frac{F^2}{(2-F)c^2 n m_i v'_{ia}} [\vec{j} \times \vec{B}] \times \vec{B}$$

$$\text{rot} \vec{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения одиночной трубки

Формирование МТ при ФС конвекции

$$\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{V} \times \vec{B} = \frac{\vec{j}}{\sigma} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{enc} + \frac{\vec{f}_e}{en} + F \frac{[\vec{f}_a \times \vec{B}]}{cnm_i \epsilon v'_{ia}} - \frac{F^2 \rho}{cnm_i \epsilon v'_{ia}} \left[ \frac{d\vec{V}}{dt} \times \vec{B} \right]$$



$$\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{V} \times \vec{B} = \frac{\vec{j}}{\sigma} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{enc} - \frac{F^2}{(2 - F)c^2 n m_i v'_{ia}} [\vec{j} \times \vec{B}] \times \vec{B}$$

Последнее слагаемое учитывает диссипацию, связанную с ионно-атомными столкновениями.

Остальными слагаемыми можно пренебречь, поскольку в условиях солнечной хромосферы и даже короны именно ионно-атомная диссипация более эффективна:

- сила Ампера может сообщать скорости плазме больше относительной скорости ионов и электронов, а именно она определяет величину продольного электрического тока;
- ускоренные силой Ампера ионы передают при столкновении с нейтральными атомами им значительную энергию уже за одно столкновение, тогда как электроны передают свою энергию медленнее (классическая проводимость).

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения одиночной трубки

Формирование МТ при ФС конвекции

Поскольку степень ионизации в области магнитной трубки на высотах до  $\sim 500$  км от основания фотосферы достаточно мало, то  $F \sim 1$  и давление в основном определяется нейтральной компонентой.

Возьмём ротор от

$$\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{V} \times \vec{B} = \frac{\vec{j}}{\sigma} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{enc} - \frac{F^2}{(2 - F)c^2 nm_i v'_{ia}} [\vec{j} \times \vec{B}] \times \vec{B}$$

Учтём, что

$$\text{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \mu \vec{j} + \frac{1}{c} \mu \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{rot} \vec{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

И в сферических координатах для квазистационарного случая

$$j_r = 0 \quad j_\varphi = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad j_z = \frac{c}{4\pi r} \frac{\partial(rB_r)}{\partial r}$$

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения одиночной трубки

Формирование МТ при ФС конвекции

Получаем уравнения, описывающие медленную эволюцию компонентов магнитного поля вертикальной магнитной трубки.

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = 0$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left[ \frac{c^2}{4\pi\sigma} (1 + \alpha B_z^2) \frac{\partial B_z}{\partial r} + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \alpha B_\varphi B_z \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} - V_r B_z \right] \right\}$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{c^2}{4\pi\sigma} (1 + \alpha B_\varphi^2) \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \alpha B_\varphi B_z \frac{\partial(B_z)}{\partial r} - V_r B_\varphi \right]$$

$$\alpha = \sigma F^2 [c^2 n m_i v'_{ia} (2 - F)]^{-1}$$

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Определение параметров

Формирование МТ при ФС конвекции

Стационарный конвективный поток плазмы должен удовлетворять уравнению  $\operatorname{div} \rho \vec{V} = 0$

Тогда компоненты потока должны удовлетворять выражению

$$\rho V_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi(r, z)}{\partial z} \quad \rho V_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi(r, z)}{\partial r} \quad \rho V_\varphi = \rho V_{\varphi 0}(r, z)$$

Если задать экспоненциальное распределение плотности с высотой  $\rho = \rho_0 \exp(-z/H)$

А также некоторое распределение  $V_r$ , то можно определить скорость  $V_z$ .

Например, если  $V_0 < 0$  и

$$V_r(r) = \frac{V_0 r}{R_0} \quad r \leq R_0$$
$$V_r(r) = \frac{V_0 R_0^2}{r^2} \quad r \geq R_0$$

Получаем

$$V_z = \frac{2HV_0}{R_0} \quad r \leq R_0$$

$$V_z = \text{const}/r^3 \quad r > R_0$$

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Решение для магнитного поля

Формирование МТ при ФС конвекции

В выборе азимутальной скорости есть некоторый произвол. Выберем её так, что бы отсутствовал вклад конвективного движения в азимутальную компоненту

$$[\vec{V} \times \vec{B}]_r = V_\varphi B_z - V_z B_\varphi = 0$$

Решая уравнения состояния магнитного поля при заданных условиях и зависимостях, получаем

$$B_\varphi(r, t) = B_{\varphi 0} \left( \frac{r}{R_0} + \exp\left(-\frac{V_0}{R_0} t\right) \right) \exp\left(\frac{V_0}{R_0} t\right)$$
$$B_z(r, t) = B_{z0} \left( \frac{r}{R_0} + \exp\left(-\frac{V_0}{R_0} t\right) \right) \exp\left(\frac{2V_0}{R_0} t\right)$$

Здесь  $B_{\varphi 0}(r)$  и  $B_{z0}(r)$  – компоненты магнитного поля при  $t = 0$ .

Магнитное поле растёт вблизи оси магнитной трубки с характерным временем  $t_0 = R_0/|V_0|$ , сравнимым с временем жизни супергранулы.

В стационарной магнитной трубке усиление поля за счёт «сгребания» конвективным потоком компенсируется диффузией магнитного поля за счёт проводимости.

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения одиночной трубки

Формирование МТ при ФС конвекции

Проектируя уже использованные уравнения на координатные оси и учитывая соотношение между током и магнитным полем, получаем компоненты электрического поля (также для стационарного состояния)

$$E_\varphi = 0$$

$$E_r = \frac{1}{(2 - F)en} \frac{\partial p}{\partial r}$$

$$-E_z B_\varphi = \frac{c}{\sigma} (1 + \alpha B^2) \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{V_r}{c} B^2$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r}{c} B_z + 4\pi\alpha B_z \frac{\partial p}{\partial r}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma}{c} \left( \frac{V_r}{c} B_\varphi + E_z \right) + 4\pi\alpha B_\varphi \frac{\partial p}{\partial r}$$

$$B^2 = B_\varphi^2 + B_z^2$$

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения одиночной трубки

Формирование МТ при ФС конвекции

Исключая из 2-х последних уравнений компоненту электрического поля  $E_z$ , получим уравнения для газового давления и компонент магнитного поля

$$B_z \frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} B_z^2 + 4\pi\alpha B_z^2 \frac{\partial p}{\partial r}$$

$$B_\phi \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r} = -\frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} B_z^2 - 4\pi(1 - \alpha B_z^2) \frac{\partial p}{\partial r}$$

Отсюда получается уравнение равновесия магнитной трубки

$$\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{8\pi} \frac{\partial}{\partial r} (B_\phi^2 + B_z^2) + \frac{1}{4\pi} \frac{B_\phi^2}{r} = 0$$

Уравнения определяют магнитную структуру при заданном распределении давления плазмы внутри трубки. Или определяют давление плазмы внутри трубки при заданном распределении электрического тока.

В общем случае количество неизвестных больше числа уравнений.



# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения одиночной трубки

Формирование МТ при ФС конвекции

Структура магнитной трубки вблизи основания определяется степенью «зацепления» сходящихся потоков фотосферной плазмы и магнитного поля петли, в результате чего возникает ЭДС и генерируется электрический ток.

Если , то уравнения самосогласованы и определяют давление и магнитное поле в трубке

$$-E_z B_\varphi = \frac{c}{\sigma} (1 + \alpha B^2) \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{V_r}{c} B^2$$

$$B_z \frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} B_z^2 + 4\pi\alpha B_z^2 \frac{\partial p}{\partial r}$$

$$B_\varphi \frac{1}{r} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial r} = -\frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} B_z^2 - 4\pi(1 - \alpha B_z^2) \frac{\partial p}{\partial r}$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\frac{\sigma V_r B^2}{c^2(1 + \alpha B^2)}$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r B_z}{c^2(1 + \alpha B^2)}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r B_\varphi}{c^2(1 + \alpha B^2)}$$

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения одиночной трубки

Формирование МТ при ФС конвекции

Пусть скорость движения конвективной плазмы внутри трубки задаётся выражением

$$V_r(r) = \frac{V_0 r}{r_l} \quad r \leq r_l$$
$$V_r(r) = \frac{V_0 r_l^2}{r^2} \quad r \geq r_l$$

где  $r_l$  - радиус магнитной трубки.

Пусть магнитное поле достаточно велико, т.е.  $\alpha(B_\phi^2 + B_z^2) \geq 1$

Тогда решением первого уравнения будет

$$p(r) = p(0) - \frac{\sigma V_0 r^2}{2c^2 \alpha r_1} \quad r \leq r_1$$

$$p(r) = p_\infty + \frac{\sigma V_0 r_1^2}{c^2 \alpha r} \quad r \geq r_1$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = - \frac{\sigma V_r B^2}{c^2 (1 + \alpha B^2)}$$

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения одиночной трубки

Формирование МТ при ФС конвекции

Из условия сшивки при  $r = r_l$  получаем радиус трубки

$$r_l = \frac{p_\infty - p_0}{\frac{3}{2} \frac{\sigma |V_0|}{c^2 \alpha}} = \frac{2}{3} \frac{F^2}{2 - F} \frac{p_\infty - p_0(0)}{nm_i v'_{ia} |V_0|}$$

Из решений следует, что из-за  $V_0 < 0$  газовое давление на периферии трубки больше, чем на оси трубки.

Сходящийся поток плазмы усиливает магнитный поток внутри трубки, частично вытесняя плазму, так что повышенной магнитное давление внутри трубки уравновешивается внешним газовым давлением.

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

## Уравнения одиночной трубки

Рассмотрим решение двух других уравнений.

Можно заметить, что

$$rB_\varphi(r) = \text{const} \cdot B_z(r)$$

Кроме этого, система не изменится, если сделать замену

$$B_\varphi \rightarrow B'_\varphi + \frac{\text{const}_1}{r} \quad B_z \rightarrow B'_z + B_0$$

Эта замена также не меняет компоненты электрического тока

$$j_r = 0 \quad j_\varphi = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad j_z = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_r)}{\partial r}$$

Т.о. данные уравнения определяют магнитное поле трубки с точностью до некоторого потенциального поля. Тогда

$$B_\varphi = C_1 \frac{B_z(r)}{r} + C_2 \frac{1}{r}$$

## Формирование МТ при ФС конвекции

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r B_z}{c^2(1 + \alpha B^2)}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r B_\varphi}{c^2(1 + \alpha B^2)}$$

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения одиночной трубки

Формирование МТ при ФС конвекции

Константы можно найти из граничных условий.

При  $r \rightarrow 0$  компонента  $B_\varphi(r)$  должна быть конечной. Это возможно при условии  $C_2 = -C_1 B_z(0)$ .

При  $r = r_l$  компоненты магнитного поля  $B_z(r) = B_\varphi(r)$ . Тогда

$$B_\varphi(r) = b \frac{r_1}{r} [B_z(r) - B_z(0)] \quad b = \frac{B_\varphi(r_1)}{B_z(r_1) - B_z(0)}$$

Выражение для  $B_z(r)$  найдём из уравнения  
в приближении

$$\alpha(B_\varphi^2 + B_z^2) \geq 1 \quad B_z^2 \geq B_\varphi^2$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r B_z}{c^2(1 + \alpha B^2)}$$

$$B_z^2(r) = B_z^2(0) - \frac{4\pi\sigma|V_0|r^2}{c^2\alpha r_1} \quad r \leq r_1$$

$$B_z^2(r) = B_z^2(\infty) - \frac{8\pi\sigma|V_0|r_1^2}{c^2\alpha r} \quad r \geq r_1$$

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Уравнения одиночной трубки

Формирование МТ при ФС конвекции

Радиус трубки можно выразить через граничные значения магнитного поля

$$r_1 = \frac{[B_z^2(0) - B_z^2(\infty)]c^2\alpha}{12\pi\sigma|V_0|} = \frac{F^2}{2-F} \frac{B_z^2(0) - B_z^2(\infty)}{12\pi n m_i v'_{ia} |V_0|}$$

Это выражение совпадает с полученным ранее, поскольку в использованном приближении выполняется условие баланса давлений

$$p_\infty - p(0) = \frac{B_z^2(0)}{8\pi} - \frac{B_z^2(\infty)}{8\pi}$$

Для высоты 500 км над фотосферой, где концентрация плазмы  $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , концентрация атомов  $n_a \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , температура  $T \sim 10^4 \text{ К}$  получается  $2.7 \cdot 10^7 \text{ км}$ , если предположить, что  $B_z(0) \sim 10^3 \text{ Гс}$  и скорость конвекции  $V_0 \sim 0.1 \text{ км с}^{-1}$ .

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Вмороженность оснований

Формирование МТ при ФС конвекции

При исследовании МГД волн в корональных магнитных петлях основания петель часто считают «вмороженными» или закреплёнными в плотной фотосфере. Это позволяет для достаточно длинноволновых возмущений свести влияние неоднородности нижних слоёв к относительно простым граничным условиям.

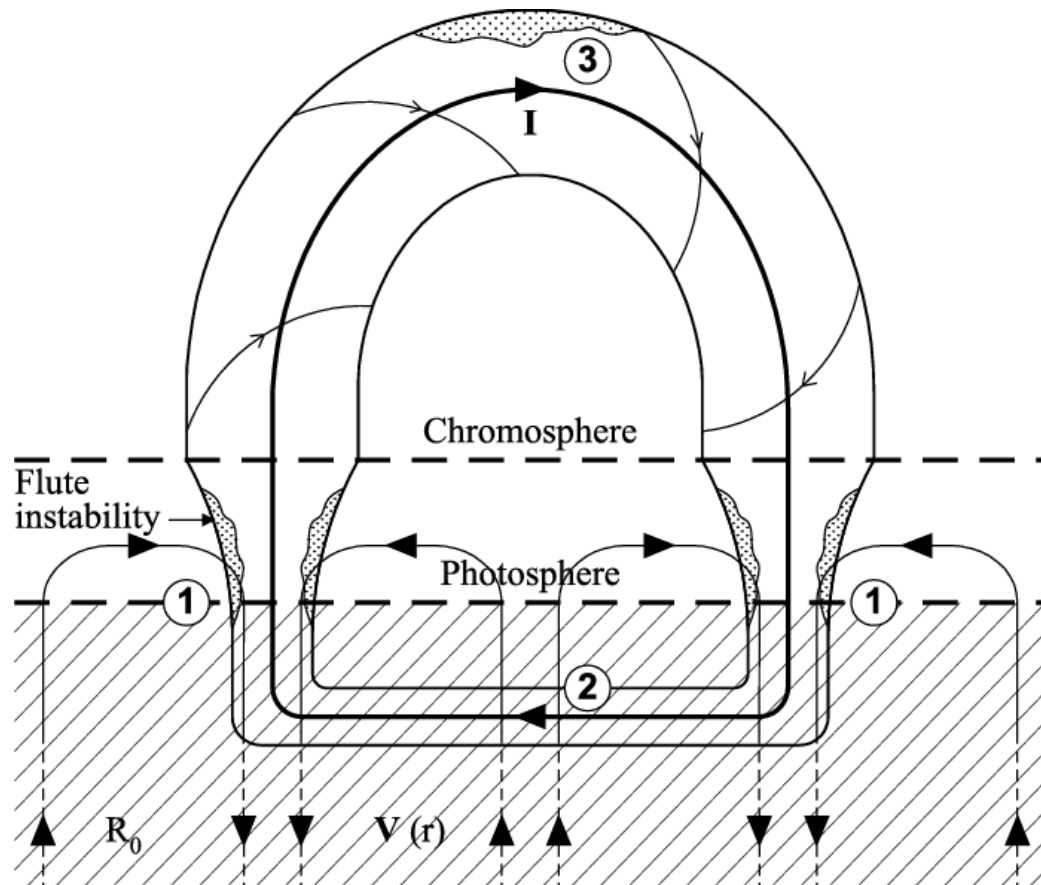
Концентрация плазмы в корональной части магнитной петли  $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$  много меньше концентрации плазмы в фотосфере  $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , поэтому характерное время формирования поперечного возмущения магнитного поля в корональной части на несколько порядков меньше, чем в фотосфере.

Это даёт основание в первом приближении считать возмущения в фотосфере пренебрежимо малыми по сравнению с возмущениями в фотосфере.

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Строение

Модель одиночной магнитной петли



Магнитная петля, основания которой погружены в фотосферу, формируются сходящимися горизонтальными потоками фотосферного вещества.

Такая топология реализуется, когда основания арки находятся в узлах нескольких ячеек супергрануляции.

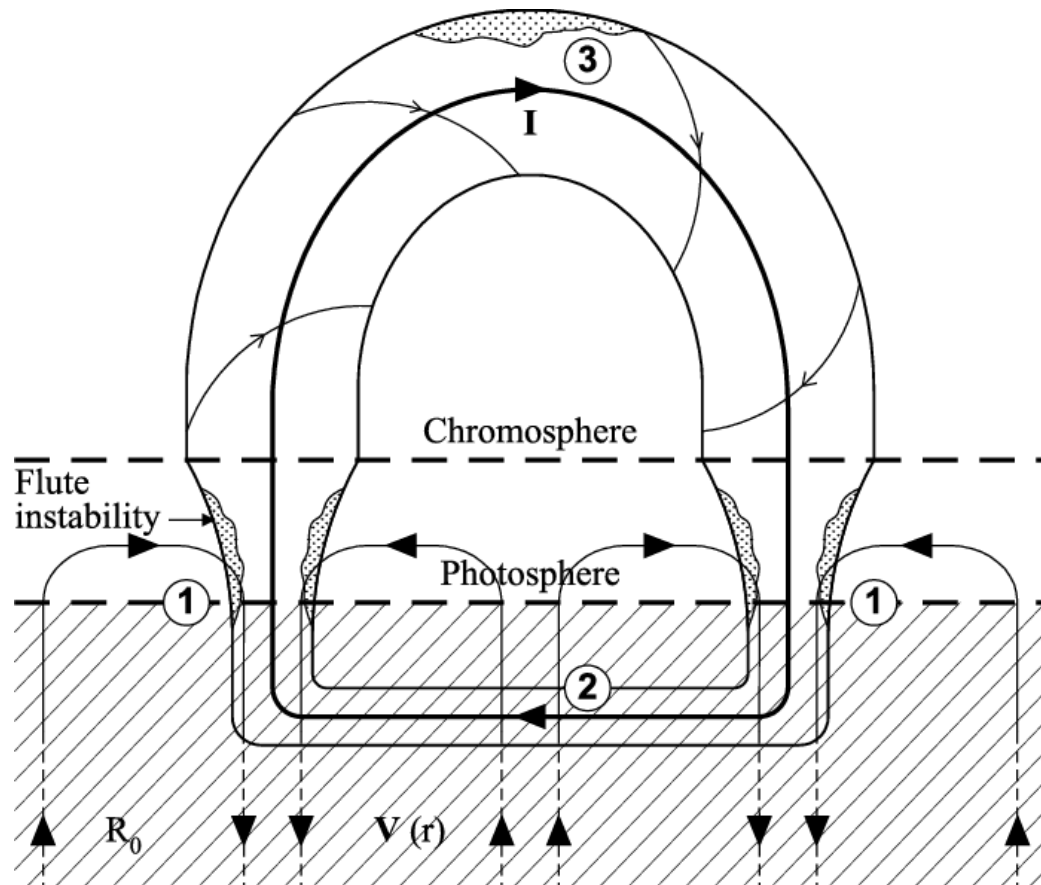
Косвенное подтверждение существования сильных электрических токов в корональных арках содержится в наблюдениях TRACE, свидетельствующих о практически неизменности сечения арки вдоль всей её длины, что маловероятно при потенциальном магнитном поле.



# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Строение

Модель одиночной магнитной петли



При описании формирования магнитных трубок в фотосфере необходимо учитывать низкую степень ионизации плазмы. В этих условиях с учётом холодной и плотной плазмы нельзя считать магнитное поле как полностью вмороженное – возможен процесс амбиполярной диффузии.

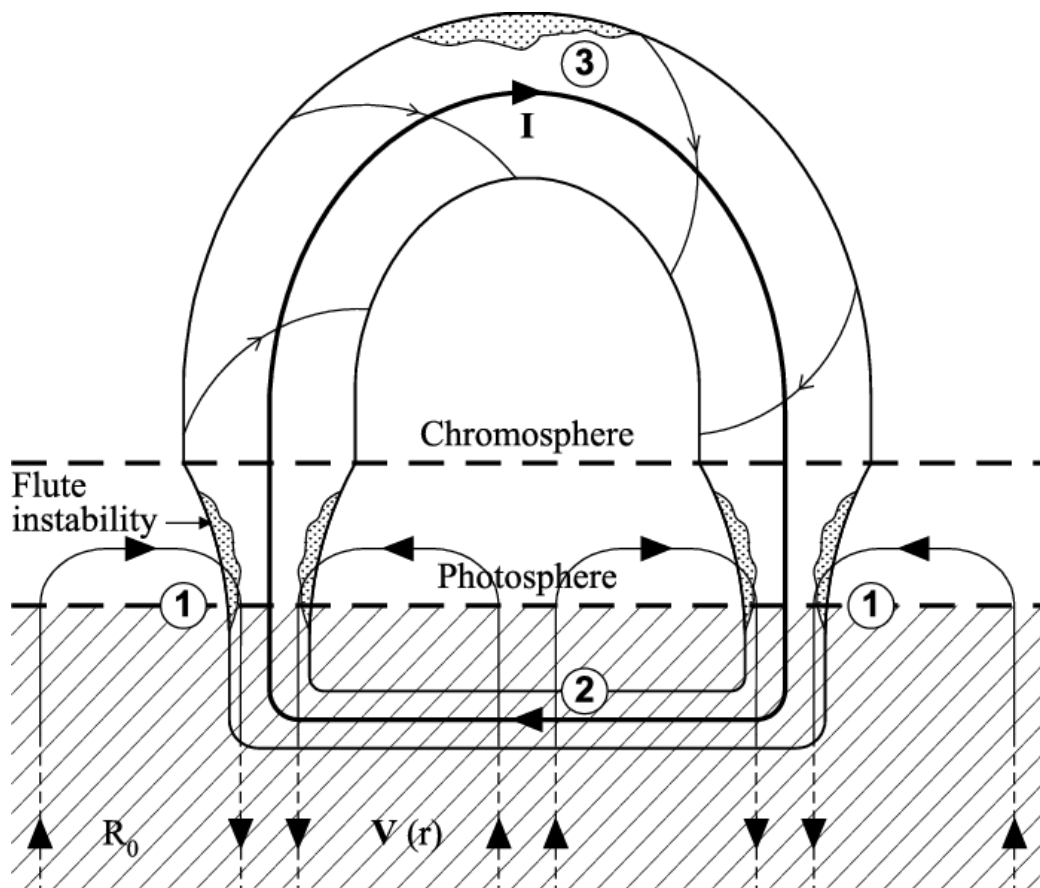
Микроволновое и рентгеновское излучения одиночных вспышечных арок показывают, что в них происходит нагрев плазмы и ускорение заряженных частиц.

Конвективные потоки в основании магнитной петли генерируют электрические токи, которые являются источником свободной энергии для нагрева плазмы и ускорения частиц.

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Область 1

Модель одиночной магнитной петли



Происходит формирование структуры магнитного поля.

Гирочастота электронов много больше частоты столкновения с ионами, электроны замагничены. Ионы увлекаются нейтральной компонентой плазмы, что приводит к возникновению радиального электрического поля.

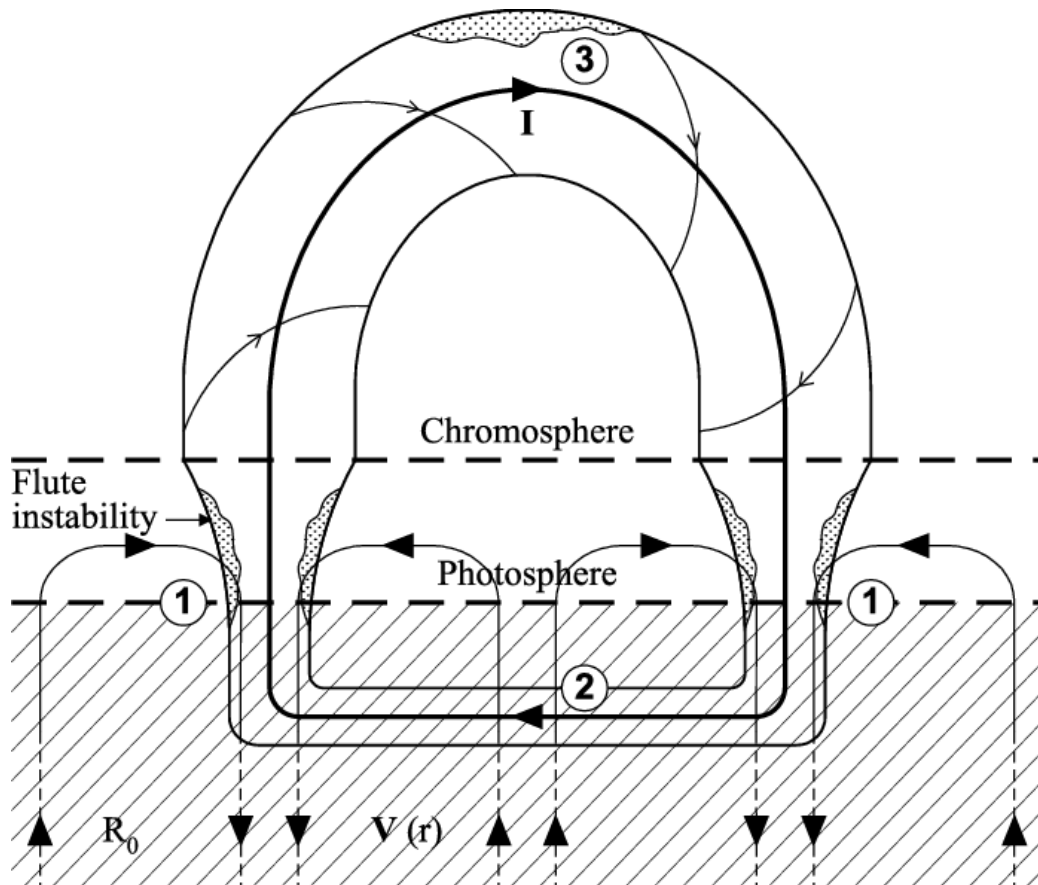
Усиление магнитного поля продолжается до тех пор, пока «сгребание» фонового магнитного поля не компенсируется диффузией магнитного поля.

В результате формируется стационарная МТ, магнитное поле которой определяется полным энерговкладом конвективного потока плазмы за время формирования трубки  $R_0/|V_0| \sim (30000 \text{ км})/(0.1 \text{ км/с})$ .

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Область 2

Модель одиночной магнитной петли



Расположена в нижней фотосфере либо непосредственно под фотосферой.

Предполагается, что в этой области происходит замыкание электрического тока  $I$  через магнитную петлю.

Распределение токов в фотосфере, определённое экспериментально, свидетельствует о существовании не скомпенсированных токов. Это согласуется с замыканием контура в фотосфере, где проводимость плазмы становится изотропной и ток течёт по кратчайшему расстоянию.

# Структурные элементы магнитосфер звёзд

Область 3

Модель одиночной магнитной петли

Газокинетическое давление меньше магнитного давления и структура петли близка к бессиловой, т.е. линии электрического тока направлены почти вдоль магнитного поля.

