

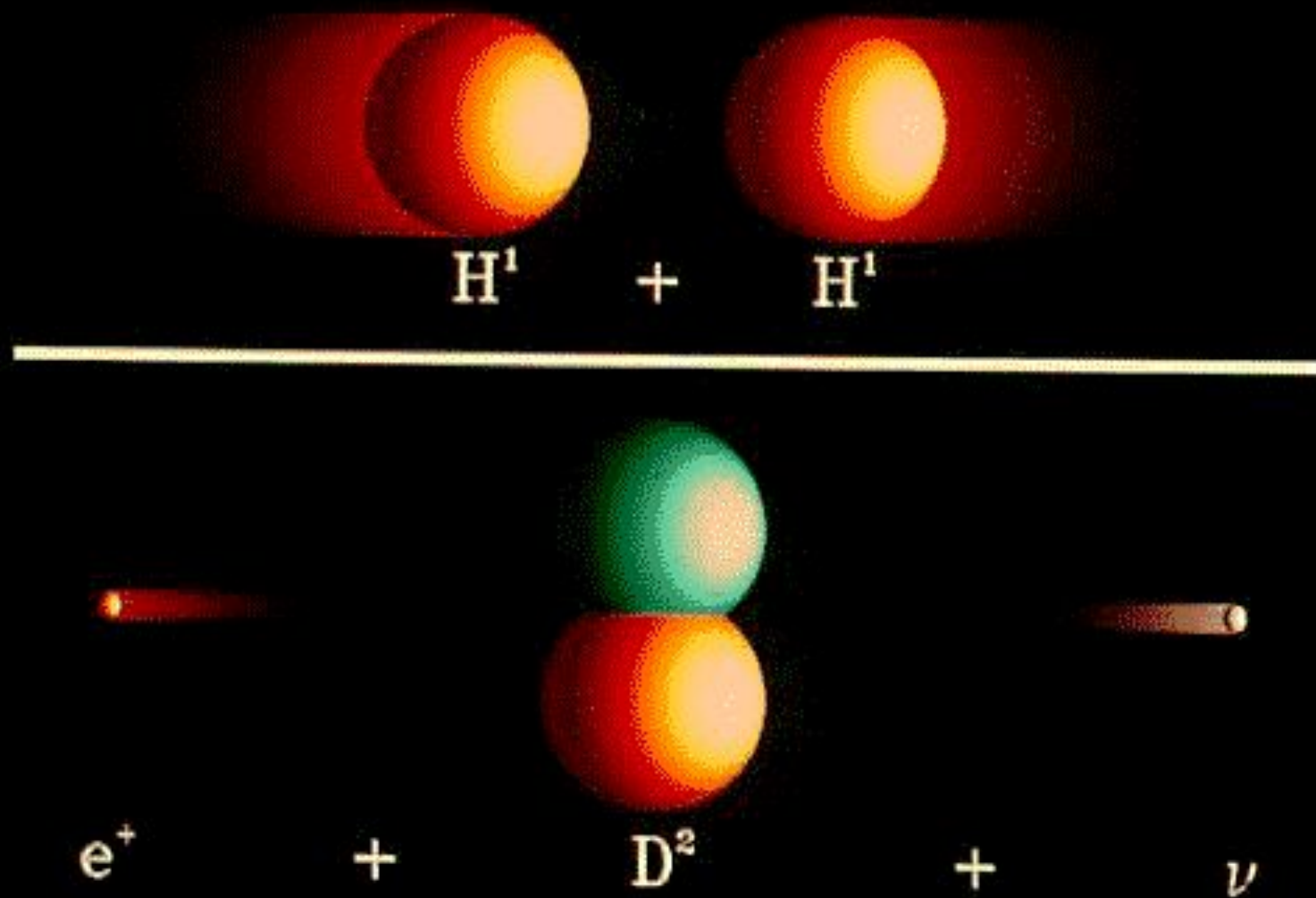
Физика Солнца



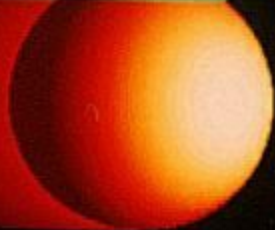
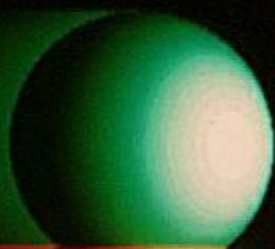
Осенний семестр 2017-2018



STEP 1



STEP 2



D^2

+

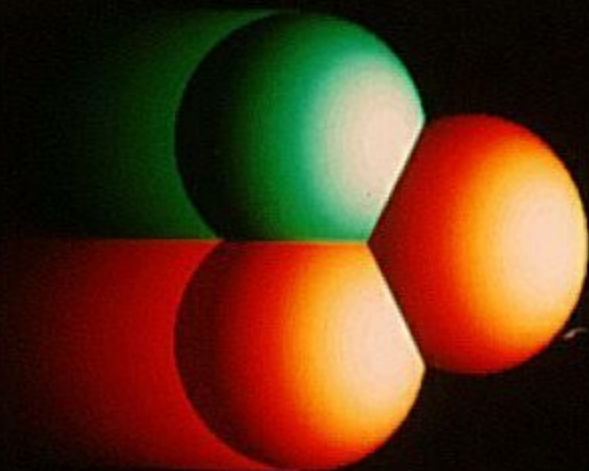


H^1



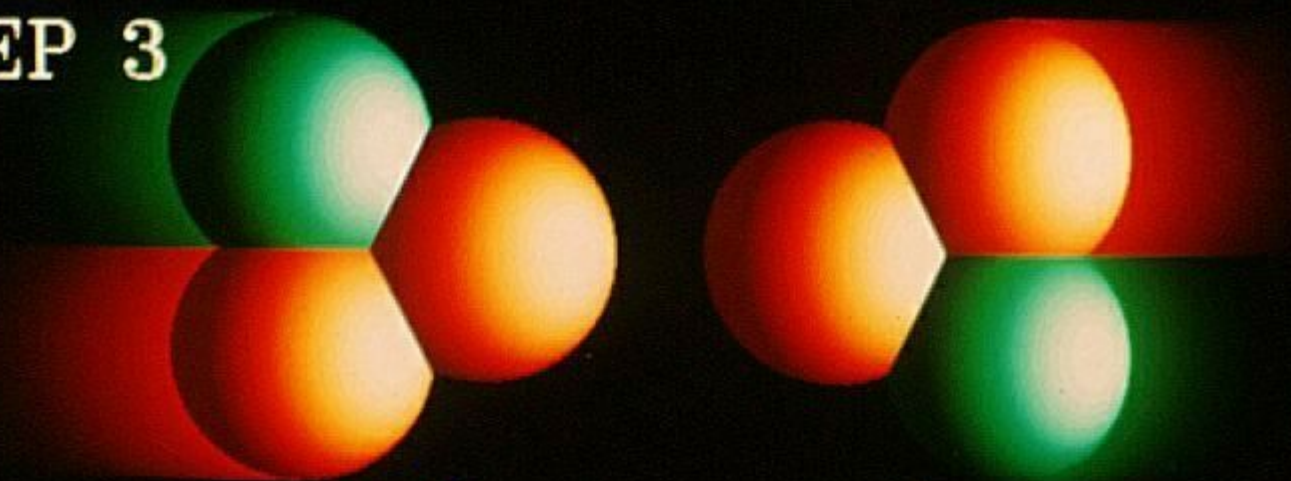
γ

+



He^3

STEP 3



$\text{He}^3 + \text{He}^3$



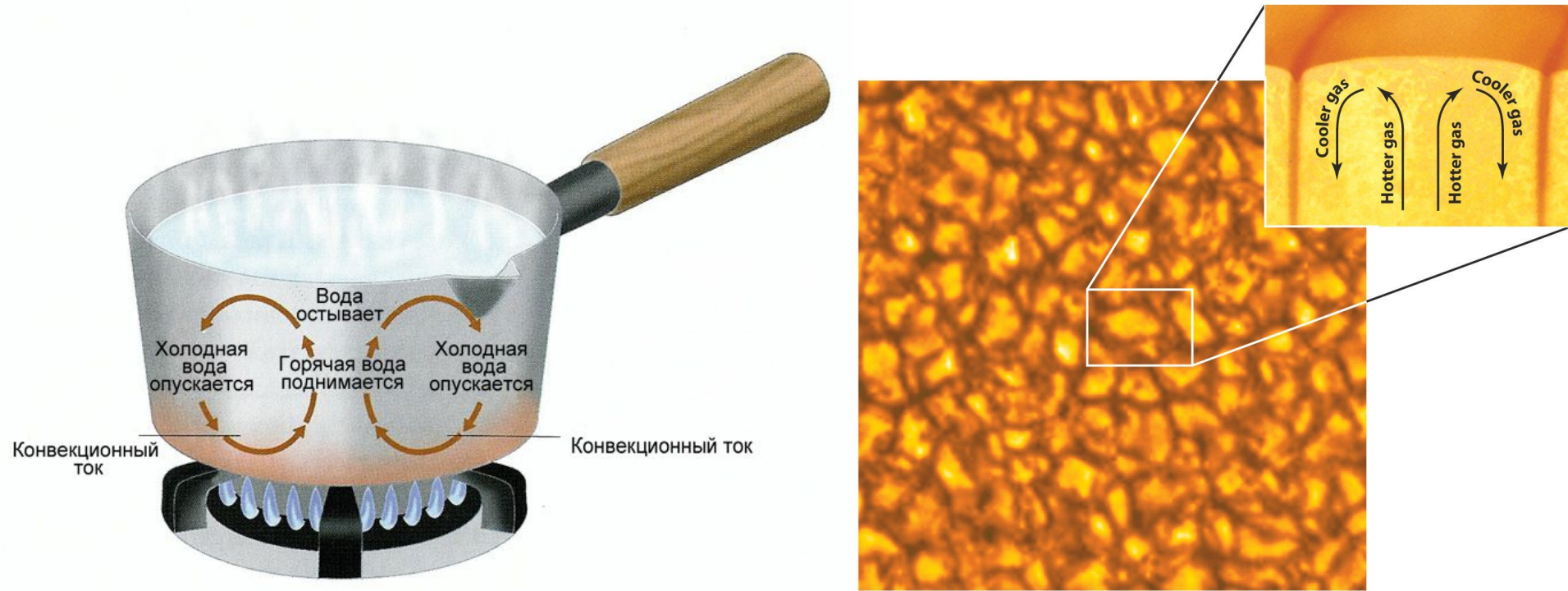
$\text{H}^1 + \text{He}^4 + \text{H}^1$

Перенос излучения в звездах

- Перенос энергии из недр звезды к ее поверхности может осуществляться различными механизмами: излучением, электронной теплопроводностью, конвекцией. Для нормальных звезд в большинстве случаев этот перенос обусловлен лучистой теплопроводностью.
- Лучистый перенос представляет собой диффузионный процесс. Фотоны многократно рассеиваются, поглощаются и переизлучаются (за счет томсоновского рассеяния и тормозного механизма излучения). Коэффициент диффузии равен $D = cl/3$, где l – средняя длина свободного пробега фотонов, $l \sim 1/\kappa\rho$ (κ – «непрозрачность», $\kappa = \alpha/\rho$). Время диффузии $t_D \sim R^2/D$. Для Солнца время диффузии фотонов составляет около миллиона лет.
- При некоторых условиях (градиент температуры выше адиабатического) радиальное распределение плотности оказывается неустойчивым и возникает конвекция. Внешняя конвективная зона имеется на Солнце.



В конвективной зоне температура уже невелика по сравнению с температурой ядра. Отсюда вытекают два важных следствия. Во-первых, в газе становится много свободных электронов, движущихся достаточно медленно для того, чтобы ядра водорода или других элементов могли захватить их в связанные состояния, образовав атомы. Во-вторых, возрастание числа атомов увеличивает поглощательную способность газа (он становится менее прозрачным для излучения) и в результате возрастает градиент температуры.



По мере приближения к фотосфере изнутри коэффициент поглощения χ продолжает увеличиваться. Однако плотность газа резко убывает, и величина $1/\rho\chi$ - среднее расстояние, проходимое фотоном без рассеяния или перепоглощения (средняя длина свободного пробега фотона), - быстро растёт и достигает величины того же порядка, что и шкала высот атмосферы H . Если $1/\rho\chi \ll H$, то испущенные фотоны рассеиваются или перепоглощаются много раз, прежде чем пройдут расстояние, равное шкале высот. Если $1/\rho\chi \gg H$, то испущенные фотоны беспрепятственно пройдут расстояние H и оставшуюся часть атмосферы, плотность которой непрерывно уменьшается с высотой, и уйдут из Солнца. Слой, где $1/\rho\chi \approx H$, - это именно та область, из которой уходит прямо во внешнее пространство большая часть излучения.

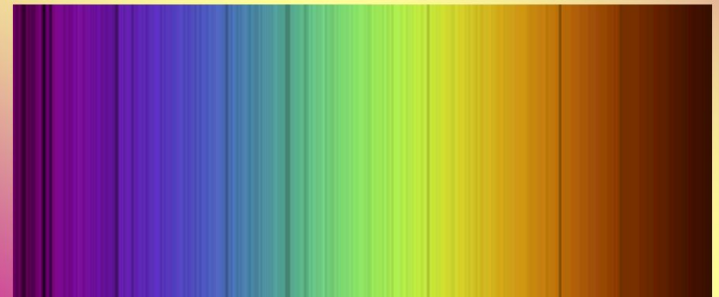
До сих пор мы рассматривали только непрерывное излучение, испускаемое фотосферой. Единственными негладкими участками на кривой зависимости интенсивности от длины волны были пределы спектральных серий. Однако в наблюдаемом спектре содержится, кроме того, множество линий поглощения, называемых фраунгоферовыми линиями, которые на графике интенсивности имеют вид крутых узких углублений. Фраунгоферовы линии дают множество детальных сведений об атмосфере Солнца, включая температуру, давление, динамику, химический состав и локальные значения напряжённости магнитного поля.

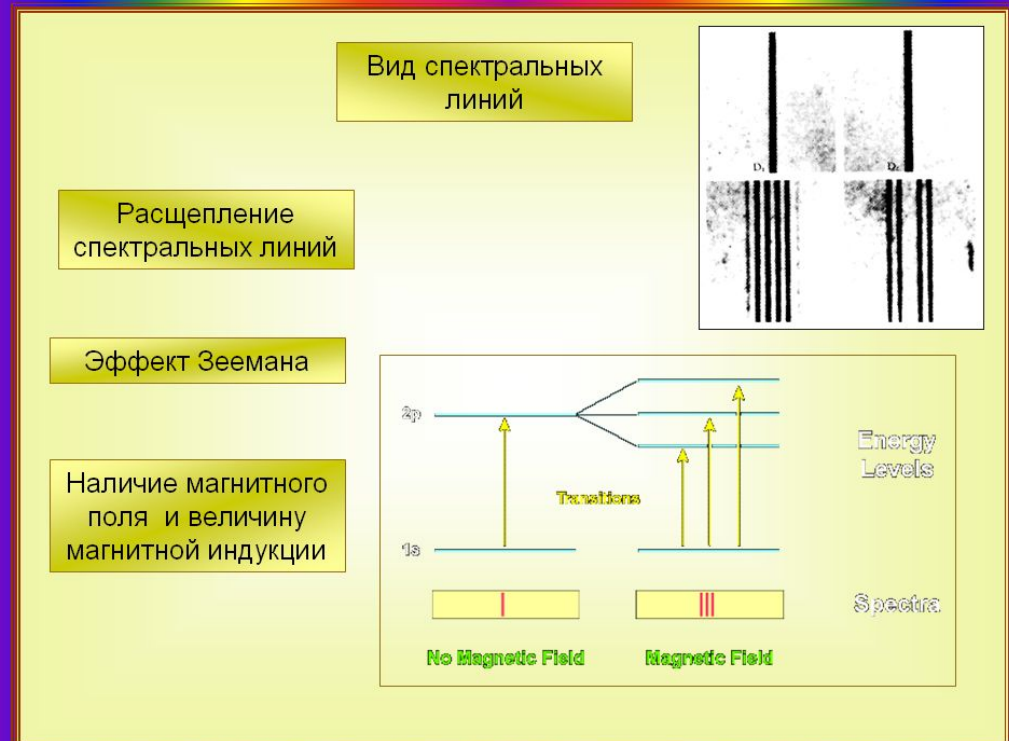


Йозеф Фраунгофер

06.03.1787-07.06.1826

- Немецкий физик, оптик
- [Краткая биография](#)





4. Хромосфера

Плотность в хромосфере падает с увеличением расстояния от центра Солнца.

Число атомов в одном куб. сантиметре изменяется от 10^{15} вблизи фотосферы до 10^9 в верхней части хромосферы. Исследование спектров хромосферы привело к выводу, что в слое, где происходит переход от фотосферы к хромосфере, температура переходит через минимум и по мере увеличения высоты над основанием хромосферы становится равной 8-10 тысяч Кельвинов, а на высоте в несколько тысяч километров достигает 15-20 тысяч Кельвинов. Установлено, что в хромосфере имеет место хаотическое движение газовых масс со скоростями до 15×10^3 м/с. В хромосфере факелы в активных областях видны как светлые образования, называемые обычно флоккулами. В красной линии спектра водорода хорошо видны тёмные образования, называемые волокнами.



Интенсивность излучения солнечной короны в видимом свете – белой короны - по крайней мере в миллион раз меньше интенсивности излучения солнечного диска.

В излучении белой короны различают три составляющих. Первая – это К-корона (от немецкого слова *kontinuierlich* – непрерывный), т.е. солнечный свет, рассеянный по направлению к наблюдателю на свободных электронах короны. Вторая – это F-корона, т.е. солнечный свет, рассеянный на относительно тяжёлых твёрдых частицах межпланетной пыли, медленно движущихся между Землёй и Солнцем большей частью в плоскости эклиптики - так называемый «внутренний зодиакальный свет». Третья – это Е-корона, т.е. излучение в спектральных линиях видимого света, испускаемое ионами коронального газа.

В 1942 году шведский исследователь Бенгт Эдлен обнаружил, что температура солнечной короны составляет примерно миллион градусов. Он отождествил несколько эмиссионных линий оптического спектра Е-короны – зелёную (5303Å), красную (6374Å) и некоторые другие с линиями высокоионизованных атомов железа, никеля и кальция, лишённых от 9 до 14 электронов. Поскольку ионизация происходит при столкновении тяжёлого (а, значит, малоподвижного) иона с налетающими на него свободными электронами, то для успешной ионизации необходимо, чтобы температура налетающих электронов была не менее миллиона градусов.



$P_0 = 2n_0\kappa T_0$. С ростом гелиоцентрического расстояния давление монотонно падает и при $r \rightarrow \infty$ приближается к своему асимптотическому значению:

$$P_\infty = P_0 \exp\left(-\frac{7}{5} \frac{GM_s m_p}{2\kappa T_0 r_0}\right)$$

Для наблюдаемых корональных температур и плотностей модель Чепмена даёт давление P_∞ около 10^{-5} дин/см² на больших гелиоцентрических расстояниях в межзвёздной среде. Физические условия там известны плохо, но принято считать, что суммарное давление галактического магнитного поля, межзвёздного газа и космических лучей составляет от 10^{-12} до 10^{-13} дин/см². Поскольку расхождение давлений достигает семи-восьми порядков величины, предположение о статичной неподвижной короне оказывается необоснованным.

В области длин волн меньше 200 А становится существенным свободно-свободное, или тепловое тормозное излучение – один из основных механизмов отвода тепла от короны. Энергия, теряемая единицей объёма короны в виде теплового тормозного излучения за единицу времени в единичном интервале длин волн в единичный телесный угол, составляет

$$j_\lambda = 1,7 \times 10^{-23} \left(\frac{10^6}{T_e}\right)^{1/2} \left(\frac{GF}{\lambda^2}\right) N_e N_i \exp\left\{-\frac{hc}{\lambda k T_e}\right\}$$

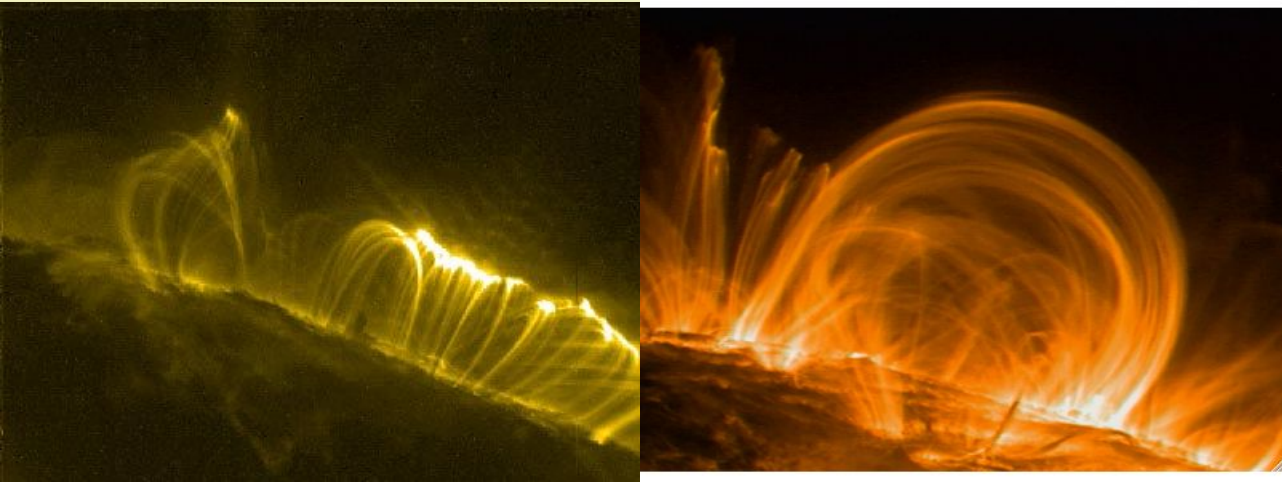
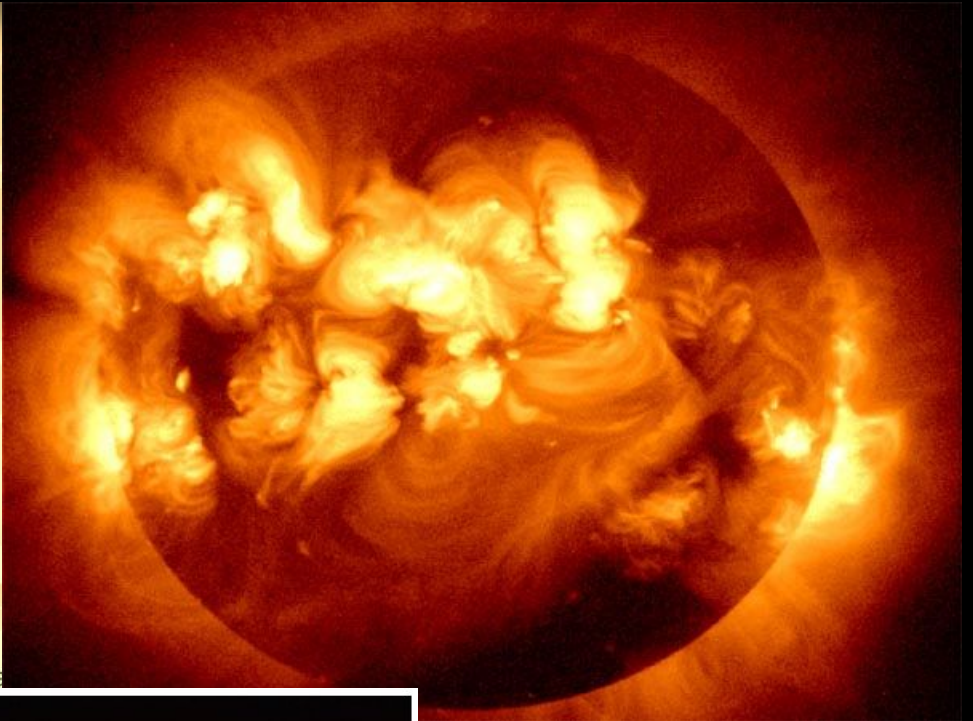
где $j\lambda$ имеет размерность эрг/см³ сек А стерад, Ne и Ni рассчитаны на 1 см³, Te измеряется в К, λ - в А, а GF – множитель Гаунта, который обычно близок к единице. Таким образом, тепловое тормозное излучение пропорционально функции $\exp(-hc/\lambda kT_e)/\lambda^2$, имеющей максимум при $\lambda=hc/2kT_e$, т.е. $\lambda=72$ А для $T_e=10^6$ К.

Естественные источники рентгеновских лучей

В природе есть естественные источники рентгеновских лучей – это солнечная корона и некоторые другие небесные тела...



MySha



Отвлекаясь для простоты от факта вращения Солнца, Паркер также ввёл упрощающее предположение о том, что давление и плотность связаны политропным законом. Фундаментальные особенности паркеровской модели легче всего понять на примере частного случая политропной короны, а именно - короны изотермической. Уравнение состояния в этом случае имеет вид:

$$P = 2n\kappa T$$

Уравнения непрерывности и движения записываются в виде:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 n V) = 0$$

$$nm_p V \frac{dV}{dr} = -2\kappa T \frac{dn}{dr} - nm_p \frac{GM_s}{r^2}$$

Исключая концентрацию n из этих уравнений можно получить уравнение для определения скорости течения:

$$\frac{1}{V} \frac{dV}{dr} \left(V^2 - \frac{2\kappa T}{m_p} \right) = \frac{4\kappa T}{m_p r} - \frac{GM_s}{r^2}$$

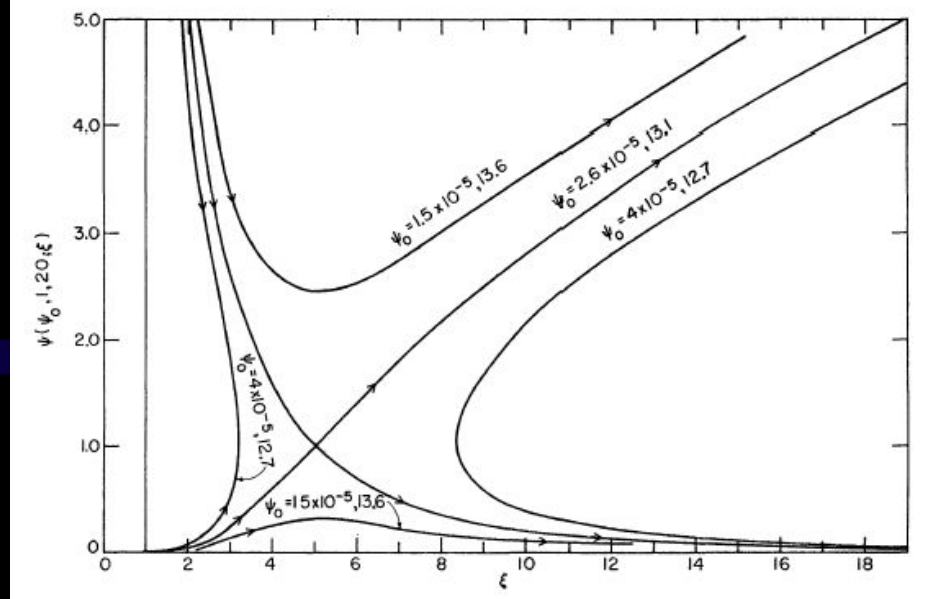
Если ввести гелиоцентрическое расстояние до паркеровской критической точки $r_c = GM_s m_p / (4\kappa T)$, паркеровскую критическую скорость $V_c^2 = 2\kappa T / m_p$ и число Маха $M = V / V_c$, то после преобразований последнее уравнение переписывается в виде:

$$\frac{1}{V} \frac{dV}{dr} (M^2 - 1) = 2 \frac{d}{dr} \left(\ln r + \frac{r_c}{r} \right)$$

Умножая обе части последнего уравнения на dr , получаем уравнение, левая часть которого полностью совпадает с уравнением Гюгонио для сопла Лавала:

$$(M^2 - 1) \frac{dV}{V} = 2d \left(\frac{r_c}{r} + \ln r \right)$$

Функция $f(r) = \ln r + r_c / r$ является убывающей ($df < 0$) до прохождения точки $r = r_c$, в которой $df/dr = 0$, и возрастающей ($df > 0$) после прохождения этой точки. Следовательно, решения уравнения с постоянно возрастающей с удалением от Солнца ($dV > 0$) положительной ($V > 0$) скоростью возможны, если при $r < r_c$ течение является «дозвуковым» ($M < 1$), а при $r > r_c$ – «сверхзвуковым» ($M > 1$). Подобно существованию единственного сверхзвукового истечения из сопла Лавала заданной формы, существует единственное изотермическое истечение коронального газа в межпланетное пространство «дозвуковое» на малых гелиоцентрических расстояниях и «сверхзвуковое» – на больших. Вид этого решения определяется в рассматриваемом частном случае единственным параметром – значением температуры короны. При температуре короны в миллион градусов скорость изотермического солнечного ветра Паркера на орбите Земли составляет немногим более 450 км/сек, что, учитывая грубость модели, неплохо согласуется с графиком Хоффмейстера [Hoffmeister, 1943].



Из рис. видно, что существует шесть различных классов интегральных кривых уравнения. Первый класс – это семейство интегральных кривых, для которых с ростом гелиоцентрического расстояния «дозвуковая» скорость возрастает на гелиоцентрических расстояниях $r < r_c$, достигает своего максимального значения $V_{max} < V_c$ при $r = r_c$ и убывает с ростом гелиоцентрического расстояния на гелиоцентрических расстояниях $r > r_c$. Второй класс – это единственное решение, для которого скорость монотонно возрастает с ростом гелиоцентрического расстояния, причём $V(r_c) = V_c$. Третий класс – это единственное решение, для которого скорость монотонно убывает от «сверхзвуковых» скоростей на малых гелиоцентрических расстояниях до «дозвуковых» - на больших, причём $V(r_c) = V_c$. Четвёртый класс – это семейство интегральных кривых, для которых «сверхзвуковая» скорость с ростом гелиоцентрического расстояния убывает на гелиоцентрических расстояниях $r < r_c$, достигает своего минимального значения $V_{min} > V_c$ при $r = r_c$ и возрастает с ростом гелиоцентрического расстояния на гелиоцентрических расстояниях $r > r_c$. Наконец, семейства интегральных кривых пятого и шестого классов двузначны и не заполняют всего интервала гелиоцентрических расстояний между $r = R$ и $r = \infty$.

Пятый и шестой классы интегральных кривых не имеют физического смысла. Четвёртый класс интегральных кривых, описывающих полностью «сверхзвуковые» течения как на малых, так и на больших гелиоцентрических расстояниях, по-видимому, не представляет физического интереса применительно к солнечной короне. Что касается третьего класса, то переписав уравнение в виде:

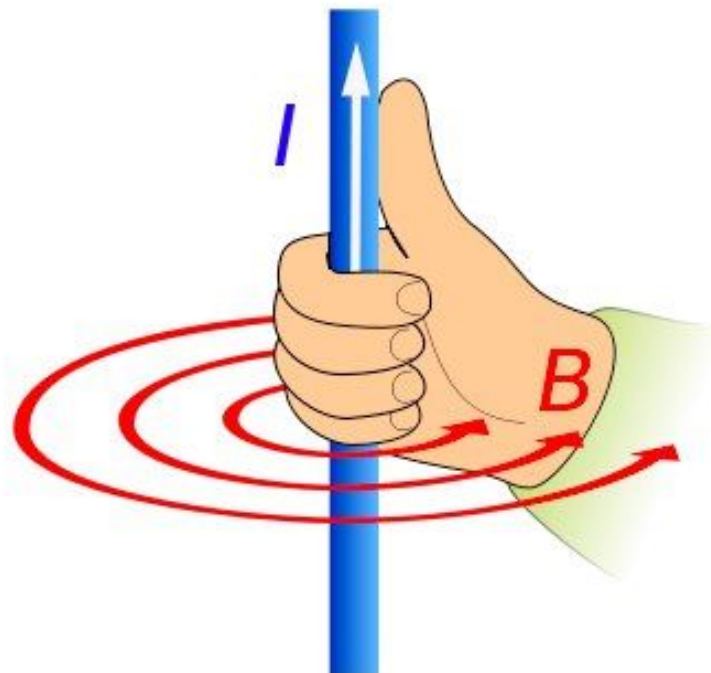
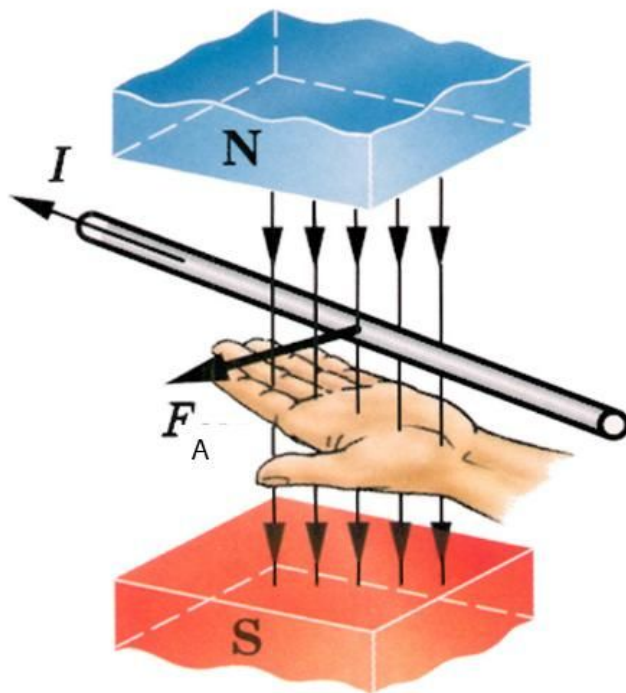

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{V^2}{V_c^2} - \ln V^2 \right) = 4 \frac{d}{dr} \left(\ln r + \frac{r}{r_c} \right)$$

легко заметить, что в этом уравнении фигурирует только квадрат скорости течения. Последнее означает, что уравнение изотермической модели Паркера не изменяется при изменении знака скорости на противоположный, т.е. может описывать как изотермическое истечение коронального газа в межпланетное пространство, так и изотермическую аккрецию межпланетного газа на поверхность Солнца. Именно эту возможность реализует решение третьего класса.

Несмотря на хорошее согласие с данными наблюдений кометных хвостов, модель солнечного ветра Паркера не сразу завоевала всеобщее признание. Его статью, посланную в *Astrophysical Journal* в 1958 году, забраковали два рецензента и только благодаря редактору, Субраманьяну Чандрасекару (лауреату Нобелевской премии по физике за 1983 год), её удалось напечатать в этом журнале.

Правило левой руки

Если левую руку поместить так, чтобы четыре вытянутых пальца были направлены по направлению тока, а линии вектора магнитной индукции входили в ладонь, то отогнутый на 90° большой палец укажет направление силы Ампера



Уравнения движения квазинейтральной плазмы, состоящей из электронов и такого же числа ионов имеют вид:

$$nm_i \frac{d\vec{u}_i}{dt} = -\nabla p_i + en\vec{E} + \frac{e}{c} n[\vec{u}_i \times \vec{H}] - m_e (\vec{u}_i - \vec{u}_e) \nu_{ei} n$$

$$nm_e \frac{d\vec{u}_e}{dt} = -\nabla p_e - en\vec{E} - \frac{e}{c} n[\vec{u}_e \times \vec{H}] + m_e (\vec{u}_i - \vec{u}_e) \nu_{ei} n$$

Если сложить эти уравнения и учесть, что ток $\vec{j} = en(\vec{u}_i - \vec{u}_e)$, получим:

$$nM \frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{1}{c} [\vec{j} \times \vec{H}] - \nabla(p_i + p_e)$$

$$\vec{u} = \frac{m_i \vec{u}_i + m_e \vec{u}_e}{m_i + m_e}; M = m_i + m_e$$

Умножая первое из уравнений на m_e , а второе – на m_i , и вычитая первое из второго получаем:

$$-\frac{e}{c} n[(\vec{u}_i - \vec{u}_e) \times \vec{H}] + \nabla p_e - j \frac{en}{\sigma} + en\vec{E} + \frac{en}{c} [\vec{u} \times \vec{H}] = 0$$

В правой части этого выражения отброшены члены порядка m_e/m_i , а в левой – инерционные члены, поскольку предполагается, что заметное изменение тока может происходить лишь за времена много большие времени электрон-ионных столкновений и на расстояниях много больше длины свободного пробега.

$$\vec{j} = \sigma \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{u} \times \vec{H}] \right) - \frac{\sigma}{enc} [\vec{j} \times \vec{H}] + \frac{\sigma}{en} \nabla p_e$$

Это обобщённый закон Ома в плазме с магнитным полем. Градиент электронного давления появляется, так как ток в плазме может быть вызван не только электрическим полем, но также и различием электронных давлений в различных точках пространства.

Применим операцию rot к обеим частям закона Ома.

$$\frac{1}{\sigma} [\nabla \times \vec{j}] = [\nabla \times \vec{E}] + \frac{1}{c} [\nabla \times [\vec{u} \times \vec{H}]] - \frac{1}{ec} [\nabla \times \frac{1}{n} [\vec{j} \times \vec{H}]] + \frac{1}{e} [\nabla \times \frac{1}{n} \nabla p_e]$$

Выберем в качестве единиц измерения: длины – L^* , скорости – V^* , времени – L^*/V^* , плотности – ρ^* , температуры – T^* , давления – $2k\rho^*T^*/m_i$, магнитного поля – B^* , электрического поля – B^*V^*/c , электрического тока – $B^*c/(4\pi L^*)$. Учтём также, что $\nabla^* = \nabla L^*$. Вторым слагаемым в правой части последнего уравнения можно пренебречь, если $(L^*\omega_{pe}^2/\omega_{ce})(V^*/c^2) \gg 1$. Третьим слагаемым можно пренебречь, если $(L^*V^*\omega_{ce})/(kT^*/m_e) \gg 1$. То есть при $L^* \gg 1$ и $V^* \gg 1$. В безразмерных переменных уравнение движения имеет вид:

$$nM \frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{1}{M_A^2} [\vec{j} \times \vec{H}] - \frac{1}{M_s^2} \nabla(p_i + p_e)$$

$$\vec{u} = \frac{m_i \vec{u}_i + m_e \vec{u}_e}{m_i + m_e}; M = m_i + m_e$$

Здесь $M_s = V^*/V_s$ – число Маха, $V_s = (2kT^*/m_i)^{1/2}$, $M_A = (V^*/V_A)$ – альвеновское число Маха, $V_A = B^*/(4\pi\rho^*)^{1/2}$.

В безразмерных переменных уравнение изменения магнитного поля запишется:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \text{rot}[u \times H] + \frac{1}{\text{Re}_M} \Delta H$$

Здесь $\text{Re}_M = 4\pi\sigma L^2 V^*/c^2$ – магнитное число Рейнольдса.

В покое среде последнее уравнение вырождается в уравнение диффузии магнитного поля:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{\text{Re}_M} \Delta H$$

Это уравнение показывает, что магнитное поле «просачивается» сквозь среду от точки к точке и погашается, когда противоположно направленные поля, первоначально возникшие в разных точках, движутся навстречу друг другу и нейтрализуются.

Ток в плазме с конечной проводимостью затухает из-за Джоулевых потерь, связанных со столкновениями электронов с ионами. Выделяемое тепло в единицу времени в единичном объеме плазмы есть $q = j^2/\sigma$. Магнитная энергия в единице объема есть $B^2/8\pi$. Следовательно, характерное время диссипации магнитной энергии в тепло (и соответствующее затухание поля) в объеме с характерным размером R определяется как

$$t_d = \frac{E}{dE/dt} \approx \frac{B^2/8\pi}{j^2/\sigma} \approx \frac{2\pi\sigma}{c^2} R^2$$

(эта оценка с точностью до фактора 2 совпадает с точным выражением для времени диффузии магнитного поля в среде с конечной проводимостью).

В движущейся среде при $Re_M \rightarrow \infty$ магнитный поток через любой контур, связанный с движущимся веществом, остаётся постоянным. В этом легко убедиться, если записать скорость изменения потока через движущийся контур в следующем виде:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \iint \frac{\partial H}{\partial t} dS + \oint ([u \times ds] H) = \iint \left[\frac{\partial H}{\partial t} - \text{rot}[u \times H] \right] dS = 0$$

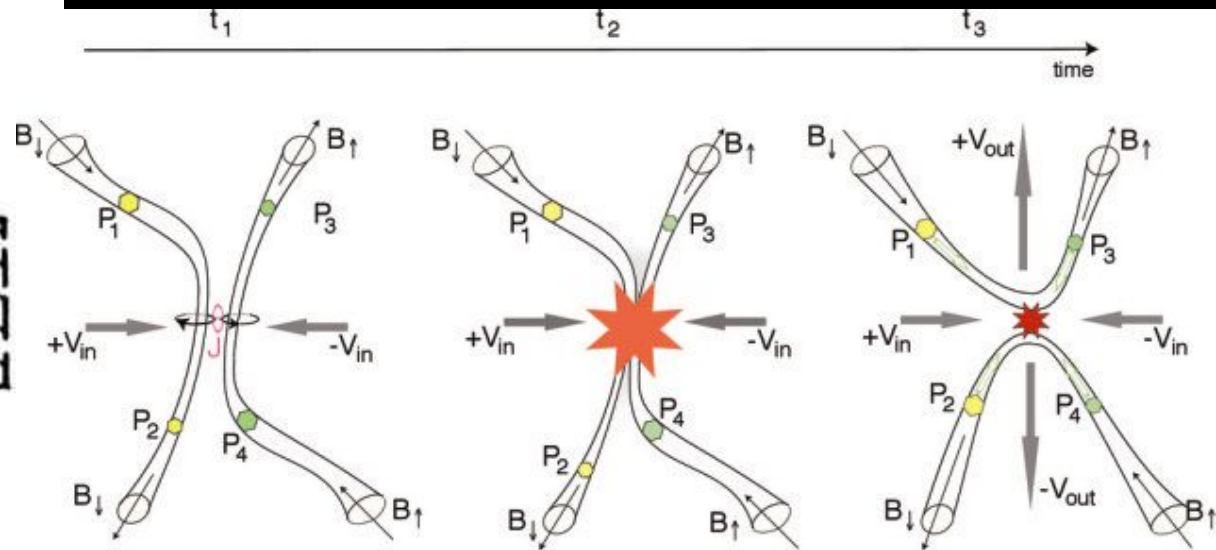
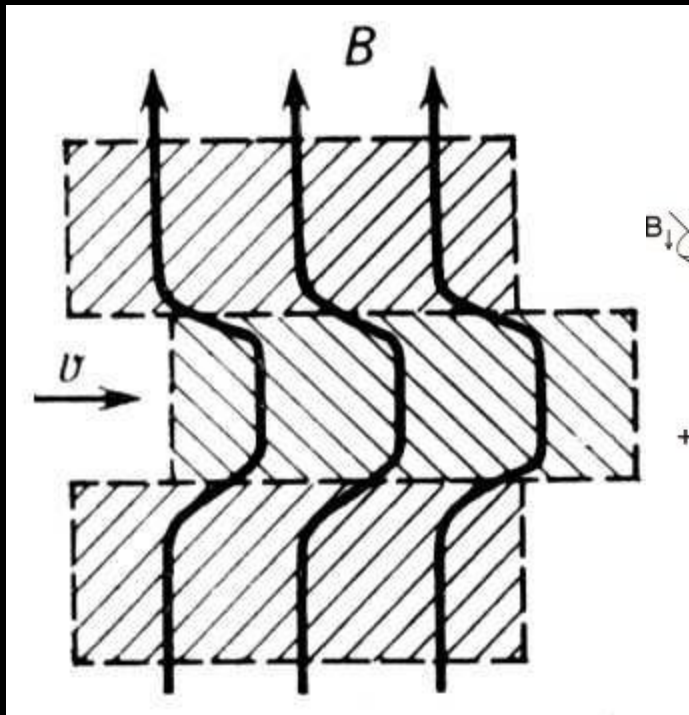
dS – элемент поверхности, ds – элемент длины контура, $u \times ds$ – площадь, пересечённая элементом контура за единицу времени. Поток через эту площадь равен $(H, u \times ds)$. Также сделана циклическая перестановка векторов.

В условиях космической плазмы магнитное поле в подавляющем большинстве ситуаций *вморожено* в среду. Вмороженность магнитного поля в среду означает сохранение магнитного потока через замкнутый проводящий контур при его деформации:

$$\oint B dS = \text{const}$$

В лабораторных условиях сохранение магнитного потока возникает в средах с высокой проводимостью σ . Однако в условиях космической плазмы более существенны большие характерные размеры рассматриваемых контуров и, соответственно, большие времена затухания магнитного поля по сравнению с временем изучаемого процесса.

Проводимость плазмы не зависит от плотности, пропорциональна $T^{3/2}$ и лежит в пределах 10^{13} - 10^{16} ед. СГСЭ (примерно на порядок хуже, чем меди). Однако из-за больших масштабов космической плазмы (астрономическая единица и более) время затухания магнитного поля оказывается больше характерных времен изменения площади, охватываемой рассматриваемыми контурами. Это означает, что поле ведет себя как замороженное и поток через замкнутый контур сохраняется. При сжатии облака плазмы поперек поля величина магнитного поля возрастает, причем физическая причина возрастания поля - появление ЭДС индукции, препятствующей изменению поля. Вмороженность магнитного поля в плазму является хорошим приближением практически во всех астрофизических ситуациях (даже при динамических процессах коллапса ядер звезд из-за коротких характерных времен). Однако в малых масштабах это приближение может не выполняться, особенно на масштабах резкого изменения поля. Эти места характеризуются резкими поворотами магнитных силовых линий.



Векторное тождество $(1/2)\nabla a^2 = (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{a} + [\mathbf{a} \times [\nabla \times \mathbf{a}]]$ в применении к силе Ампера даёт $(1/4\pi)[[\nabla \times \mathbf{H}] \times \mathbf{H}] = -\nabla H^2/8\pi + (1/4\pi)(\mathbf{H} \cdot \nabla)\mathbf{H}$

Запишем уравнение движения и эволюции магнитного поля (с использованием векторного тождества) в виде:

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{H} = (\mathbf{H} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \frac{1}{\text{Re}_M} \Delta \mathbf{H}$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} \right) + \frac{1}{M_s^2} \nabla \left(p + \frac{1}{M_A^2} \frac{H^2}{8\pi} \right) = \frac{1}{M_A^2} (\mathbf{H} \cdot \nabla)\mathbf{H}$$

Ищем решения $\mathbf{u} = \{0, 0, u_z(x, t)\}$, $\mathbf{H} = \{1, 0, H_z(x, t)\}$ в случае $\text{Re}_M \rightarrow \infty$, при постоянной плотности равной единице и при постоянной x-компоненте магнитного поля также равной единице. Уравнения вырождаются в этом случае (предполагается, что изменения полного давления в направлении z малы) в:

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial u_z}{\partial x}$$

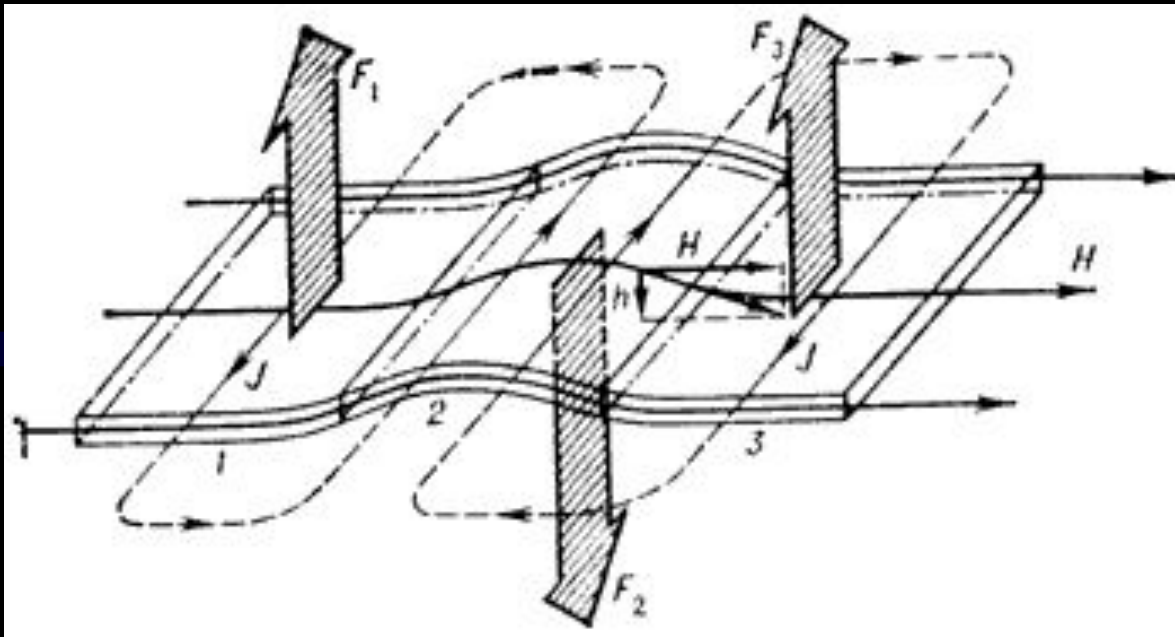
$$\frac{\partial u_z}{\partial t} = \frac{1}{M_A^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{M_A^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \{H_z, u_x\} = 0$$

Общее решение этого волнового уравнения – это альвеновские волны, распространяющиеся в обоих направлениях вдоль оси x , то есть вдоль направления магнитного поля. Поскольку при получении решения мы не прибегали к линеаризации, альвеновские волны в несжимаемой жидкости проходят одна сквозь другую без взаимодействия. Поэтому соответствующая комбинация двух распространяющихся в противоположных направлениях альвеновских волн даёт обычные стоячие волны.



Альвеновские волны - поперечные магнитогидродинамические волны, распространяющиеся вдоль силовых линий магнитного поля. Шведский астрофизик Х. Альвен предсказал в 1942 г их существование. В этих волнах в колебаниях участвует не только электромагнитное поле, но и частицы проводящей среды, т. е. такие волны возможны лишь при наличии магнитного поля и проводящей среды, ведущей себя как единая жидкость или газ. Последнее условие нарушается, если частота колебаний среды ω становится сравнимой или превосходит ионную циклотронную частоту ω_{Hi} , т. к. при таких частотах поведение ионов и свободных электронов среды оказывается различным. То есть частоты альвеновских волн ограничены сверху значением ω_{Hi} , и их можно назвать низкочастотными. Для того чтобы магнитное поле альвеновской волны не очень быстро затухало, проводимость σ среды должна быть достаточно высокой. Характерное время затухания магнитного поля в масштабах порядка длины волны λ , равное $t_0 = 4\pi\sigma\lambda^2/c^2$, должно быть много больше периода колебаний $P = 2\pi/\omega = \lambda/v_A$ (v_A - скорость альвеновской волны). При этом магнитные силовые линии колеблются вместе со средой ("вмороженность" силовых линий). Колебания среды также должны затухать не очень быстро. Для этого её кинематическая вязкость ν должна быть достаточно малой (время вязкого затухания колебаний с масштабом $\sim\lambda$ порядка λ^2/ν). Условие малости затухания волны за счёт этих двух эффектов можно записать в виде $\lambda/(\nu_M + \nu) \gg P$ или $[1/(\nu_M + \nu)](v_A/\omega)^2 \gg P$, где $\nu_M = c^2/4\pi\sigma$ - так называемая *магнитная вязкость*. Неравенство лучше выполняется для низких частот (больших длин волн), и по этой причине оно легче реализуется в космических масштабах, чем в лабораторных условиях. Для иллюстрации сущности таких волн часто прибегают к аналогии между вмороженными в среду силовыми линиями магнитного поля H и натянутыми струнами или резиновыми жгутами. Вдоль силовой линии поля, как и вдоль струны, может распространяться поперечная волна. Скорость v распространения волн по струне с натяжением T и плотностью ρ определяется соотношением $v = (T/\rho)^{1/2}$. Поскольку натяжение T силовых линий пропорционально квадрату напряжённости магнитного поля, $T = H^2/4\pi$, скорость распространения альвеновской волны $v_A = H/(4\pi\rho)^{1/2}$ (так называемая альвеновская скорость), где ρ - плотность колеблющейся среды.



Более детально процесс распространения альвеновской волны выглядит следующим образом. При смещении элемента проводящей среды поперёк поля H в нём индуцируется ток плотностью J . Ток генерирует собственное магнитное поле h , которое, складываясь с исходным полем H , вызывает искривление поля. Силовые линии изгибаются подобно колеблющейся струне. По правилу Ленца J имеет такое направление, что возникающая сила $F = [JH]/c$, действуя на смещённый элемент, препятствует дальнейшему его смещению и стремится вернуть элемент в первоначальное положение (аналогично натяжению струны). Замыкаясь через соседние элементы среды, токи текут в них в противоположных направлениях, и сила F , приложенная к этим элементам, смещает их поперёк поля H . Смещённый из положения равновесия элемент сначала останавливается, затем возвращается в исходное положение, а соседние элементы среды приходят в движение и т. д. Как и в случае однородных струн, волна распространяется, сохраняя свою форму (если затухание пренебрежимо мало). Альвеновские волны не создают возмущений плотности среды ρ .

Альвеновские волны можно рассматривать как замедленные поперечные электромагнитные волны. Учёт токов смещения приводит к следующему выражению для скорости альвеновской волны: $v=c/(1+4\pi r c^2/H^2)^{1/2}$, что при достаточно больших r совпадает с $H/(4\pi r)^{1/2}$. При очень малых r альвеновская волна плавно переходит в обычные электромагнитные волны в вакууме. При этом их скорость, как видно из приведённого выражения, становится равной скорости света c . Возникнув в результате, например, конвективных движений проводящей среды в некоторой области и затухая в другом месте, альвеновские волны способны осуществлять обмен энергией между удалёнными областями космического пространства. При определённых условиях энергия альвеновских волн может переходить в др. виды энергии, например в тепловую (вязкое затухание, джоулева диссипация), в энергию ускоренных частиц (затухание Ландау), в энергию других видов волн. Особый интерес для астрофизики представляет тот факт, что собственное поле волны h может значительно превосходить исходное поле H . Таким образом, альвеновские волны способны усиливать магнитное поле и переносить его на большие расстояния. По современным представлениям, альвеновские волны играют значительную роль в процессах, происходящих в магнитосферах Земли и планет, межпланетной плазме, явлениях на Солнце, в радиогалактиках и др.

Если бы межпланетное пространство было вакуумом, то единственными магнитными полями в нём были бы поля Солнца и планет, а также галактическое поле, простирающееся вдоль спиральных рукавов нашей Галактики. В этом случае поля Солнца и планет в межпланетном пространстве были бы крайне слабы. Общее дипольное поле Солнца имеет в фотосфере напряжённость ~ 1 Гс. При такой напряжённости на поверхности Солнца напряжённость поля на орбите Земли составила бы всего 10^{-2} нТл, так как величина дипольного поля обратно пропорциональна кубу гелиоцентрического расстояния. В солнечных пятнах существуют поля с напряжённостями порядка 10^3 Гс. Однако протяжённость этих интенсивных нерегулярных полей на Солнце никогда не превосходит одной десятой диаметра Солнца. Соответственно магнитное поле пятна в 1000 Гс имело бы на орбите Земли напряжённость самое большее 10^{-2} нТл.

Вклад полей планет в межпланетное магнитное поле также был бы мал в вакууме. Геомагнитное поле в вакууме уменьшалось бы до 10^{-2} нТл на расстоянии 10^6 км от Земли. Поле на поверхности самой большой планеты солнечной системы - Юпитера примерно вдесятеро сильнее земного. Тем не менее напряжённость поля Юпитера составила бы 10^{-2} нТл на расстоянии 30×10^6 км от планеты. Следует заметить, что расстояния в 10^6 км и даже 30×10^6 км малы по сравнению с расстояниями между планетами (расстояние от Юпитера до ближайшего соседа всегда превышает 5×10^8 км).

Если бы солнечного ветра действительно не существовало, то наибольшей компонентой межпланетного магнитного поля (ММП) и единственным полем, обнаружимым на больших расстояниях от планет, было бы галактическое магнитное поле, напряжённость которого оценивается величиной 0.1-3 нТл. Можно было бы ожидать, что межпланетное пространство пронизано магнитным полем с напряжённостью 1 нТл, причём направление этого поля определялось бы положением Солнца в нашей Галактике.

Поскольку межпланетное пространство – это не вакуум, а солнечный ветер, вышеприведённые умозаключения относительно ММП представляют сугубо абстрактный интерес. За счёт высокой температуры и низкой плотности электропроводность солнечного ветра оказывается достаточно большой ($10^2 \text{ ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ в солнечном ветре с температурой $10^5 \text{ }^\circ\text{К}$; сравните с $10^{-2} \text{ ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ для морской воды и $6 \times 10^5 \text{ ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ для меди). Высокая электропроводность и большая протяжённость солнечного ветра приводят к магнитным эффектам в межпланетном пространстве, обычно не наблюдаемым в лабораторных условиях. Особенность всех хороших проводников состоит в их противодействии изменениям магнитного поля. Выражением этого экспериментального факта является закон Ленца, объясняющий отрицательный знак в уравнении Фарадея $U = -d\Phi/dt$ (индуцированное напряжение пропорционально скорости изменения магнитного потока, пронизывающего проводник). При изменении магнитного поля в проводнике индуцируются токи, магнитное поле которых и поддерживает в нём постоянство магнитного потока. Способность проводника поддерживать постоянство магнитного потока обычно ограничена омическими потерями; в известном смысле свойство магнитного поля проникать в проводник (или покидать его) аналогично тепловой диффузии. Солнечный ветер, где омические потери пренебрежимо малы (т.е. диффузия поля в плазму и из плазмы на пространственных масштабах порядка расстояния от Солнца до Земли практически отсутствует), ведёт себя как идеальный проводник, противодействуя любому изменению магнитного потока.

Солнечный ветер – это не просто проводник, а проводник движущийся. Чтобы лучше понять процесс взаимодействия между движущимся проводником и магнитным полем, обсудим идеализированный лабораторный эксперимент. Пусть идеальный проводник уносится из магнитного поля, созданного внешним источником. Индуцированные электрическим полем, возникающим при движении проводника в магнитном поле, токи стремятся сохранить магнитный поток в проводнике, что эквивалентно переносу магнитного поля проводником. При этом форма любого выделенного контура в проводнике может изменяться, однако, магнитный поток через этот контур не меняется. Если в начальный момент времени выделить в солнечном ветре воображаемый контур, то магнитный поток через этот контур, изменяющий свою форму в процессе его перемещения в антисолнечном направлении вместе с солнечным ветром, меняться не должен. Таким образом солнечный ветер выносит магнитное поле Солнца в межпланетное пространство.

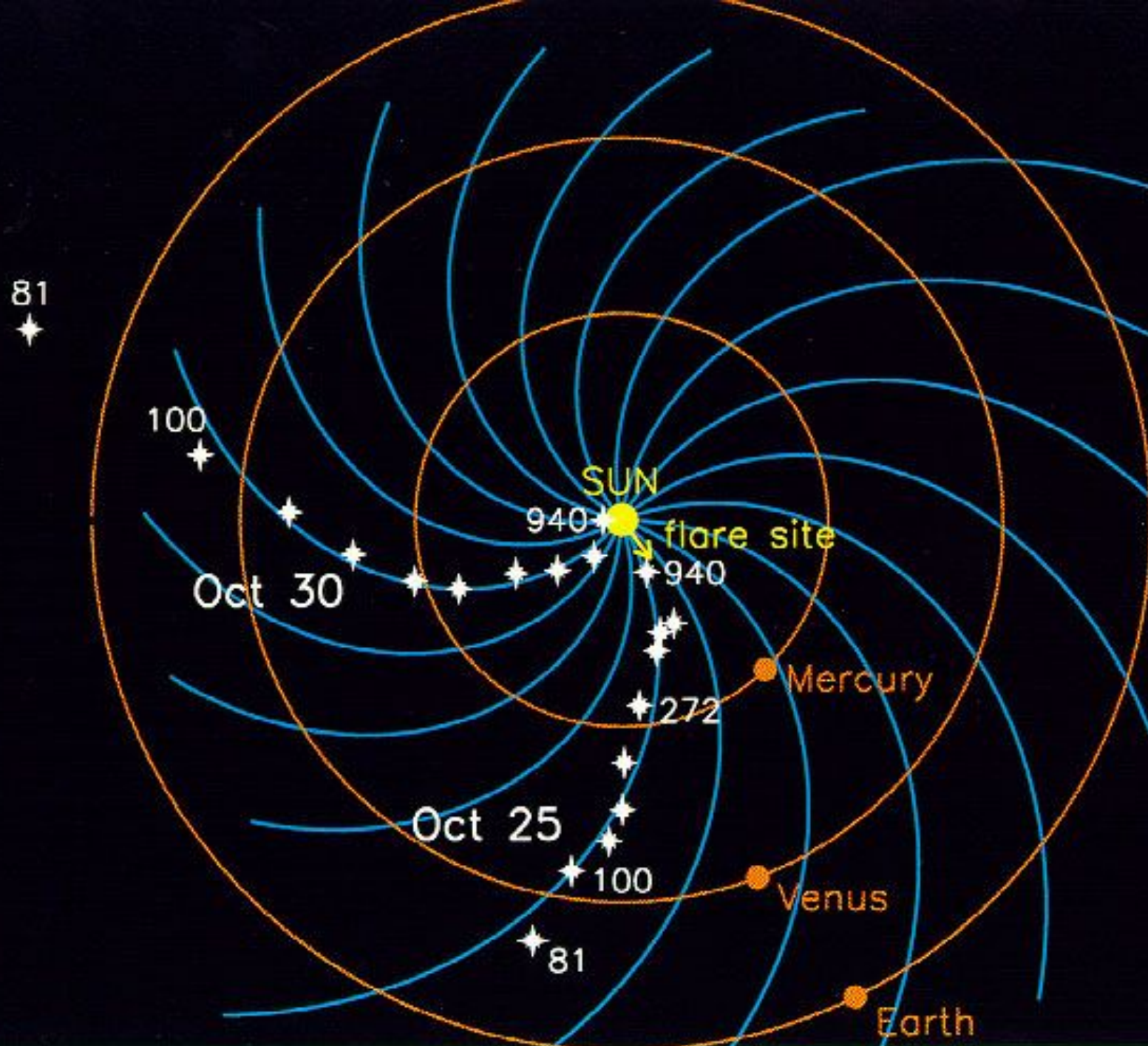
Рассмотрим ещё один идеализированный эксперимент, при котором идеальный проводник вносится в магнитное поле. Поскольку поле не может проникнуть внутрь идеального проводника, то солнечный ветер «выметает» галактическое магнитное поле из занимаемой им области пространства – гелиосферы. Величина галактического поля в солнечной короне пренебрежимо мала по сравнению с солнечными полями, и даже если галактическое поле и проникало ближе к Солнцу до момента начала истечения солнечного ветра, то солнечный ветер должен был бы «вынести» его в межпланетное пространство вместе с солнечными полями.

Достаточно простую модель ММП предложил Паркер [Parker, 1958]. Чтобы удовлетворить требованию отсутствия магнитных зарядов ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$) в предположении аксиальной симметрии и при отсутствии меридиональной компоненты ММП, его радиальная компонента B_r должна уменьшаться с ростом гелиоцентрического расстояния как $1/r^2$. При напряжённости общего магнитного поля Солнца 1 Гс величина радиальной составляющей ММП на орбите Земли составляет 2 нТл.

За трое суток, которые требуются солнечному ветру для прохождения расстояния между Солнцем и Землёй, Солнце поворачивается на угол $\sim 40^\circ$. Рассмотрим два участка потока солнечного ветра, покинувшие единый источник на Солнце в разные моменты времени, но с одинаковой скоростью $V = \text{const}$, которая не изменяется в процессе их движения. Пусть в некоторый фиксированный момент времени один из них находится на гелиоцентрическом расстоянии r_1 , а другой - на гелиоцентрическом расстоянии $r = r_1 - dr$, поскольку он вышел из источника позже первого. За время $t = (r_1 - r)/V$ Солнце, вращающееся с угловой скоростью Ω , повернулось на угол $\phi = \Omega t$. Таким образом, траектория частиц солнечного ветра, испущенных данной областью на Солнце, образует архимедову спираль:

$$\phi = \frac{\Omega}{V}(r_1 - r)$$

Спираль Архимеда - это кривая, которую описывает точка, движущаяся с постоянной скоростью V по лучу, вращающемуся около полюса с постоянной угловой скоростью Ω . Подобный эффект возникает при работе вращающегося поливального устройства. Так как магнитный поток через любой выделенный в солнечном ветре контур должен сохраняться при любых изменениях формы этого контура в процессе распространения солнечного ветра в межпланетное пространство, силовые линии солнечного поля (если они остаются связанными с Солнцем) должны иметь форму той же спирали.



Угол наклона потока плазмы (и, следовательно, ММП) по отношению к местному радиусу-вектору определяется следующим выражением:

$$\operatorname{tg} \psi = r \frac{d\phi}{dr} \qquad \frac{d\phi}{dr} = \frac{\Omega}{V} \qquad \operatorname{tg} \psi = \frac{\Omega r}{V} = \frac{B_\phi}{B_r}$$

На орбите Земли $\Omega r \approx 440$ км/сек, что близко к величине скорости солнечного ветра V в этой точке. Поэтому угол наклона траектории по отношению к солнечному радиусу-вектору составляет на орбите Земли примерно 45° , и, следовательно, величина тангенциальной составляющей ММП Паркера равна здесь примерно 2 нТл. ММП Паркера определяется следующими формулами:

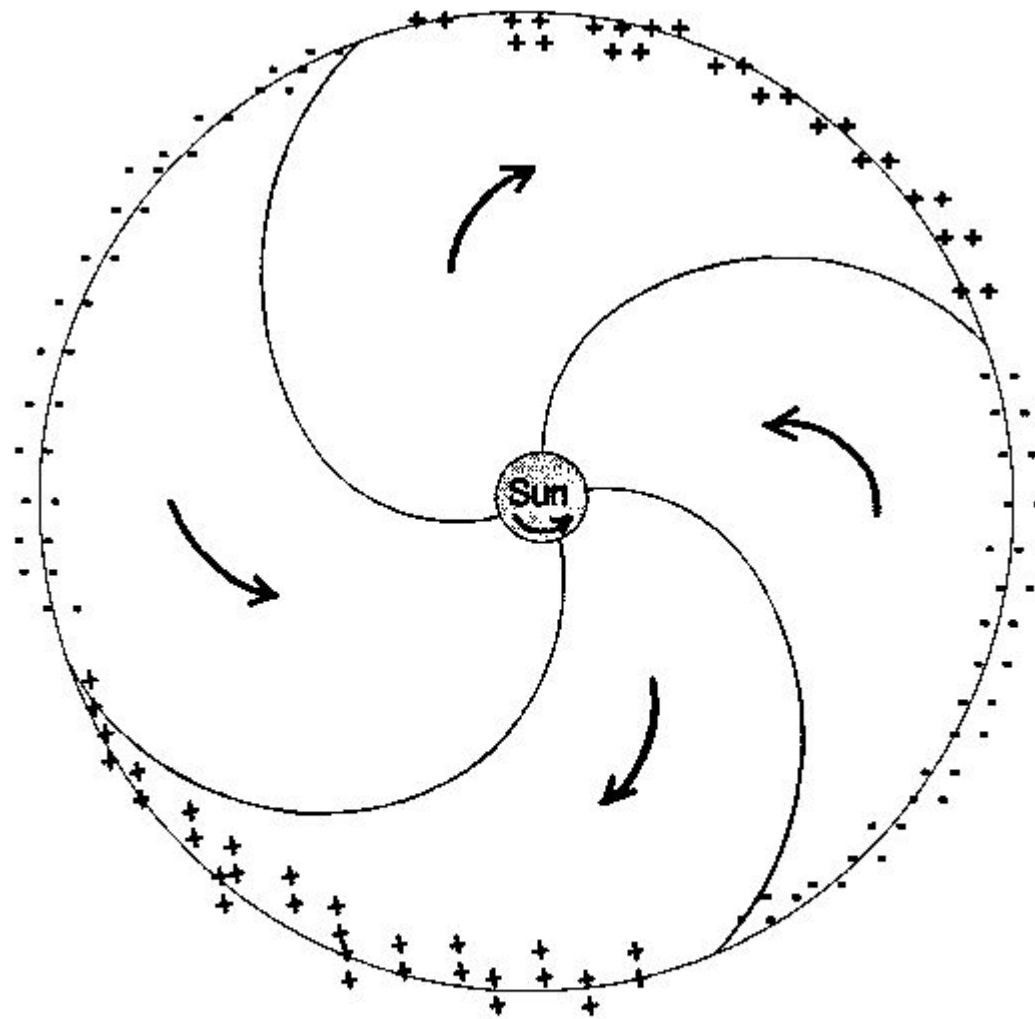
$$B_r(r, \theta, \phi) = B_r \left[R, \theta, \phi - \frac{\Omega}{V}(r - R) \right] \left(\frac{R}{r} \right)^2$$

$$B_\theta(r, \theta, \phi) = 0$$

$$B_\phi(r, \theta, \phi) = B_r \left[r, \theta, \phi - \frac{\Omega}{V}(r - R) \right] \frac{R^2 \Omega \sin \theta}{V r}$$

Все силовые линии такого магнитного поля разомкнуты, а его соленоидальность обеспечивается постулированием существования токовой поверхности, разделяющей области межпланетного пространства, заполненные разомкнутыми магнитными силовыми линиями противоположных направлений.

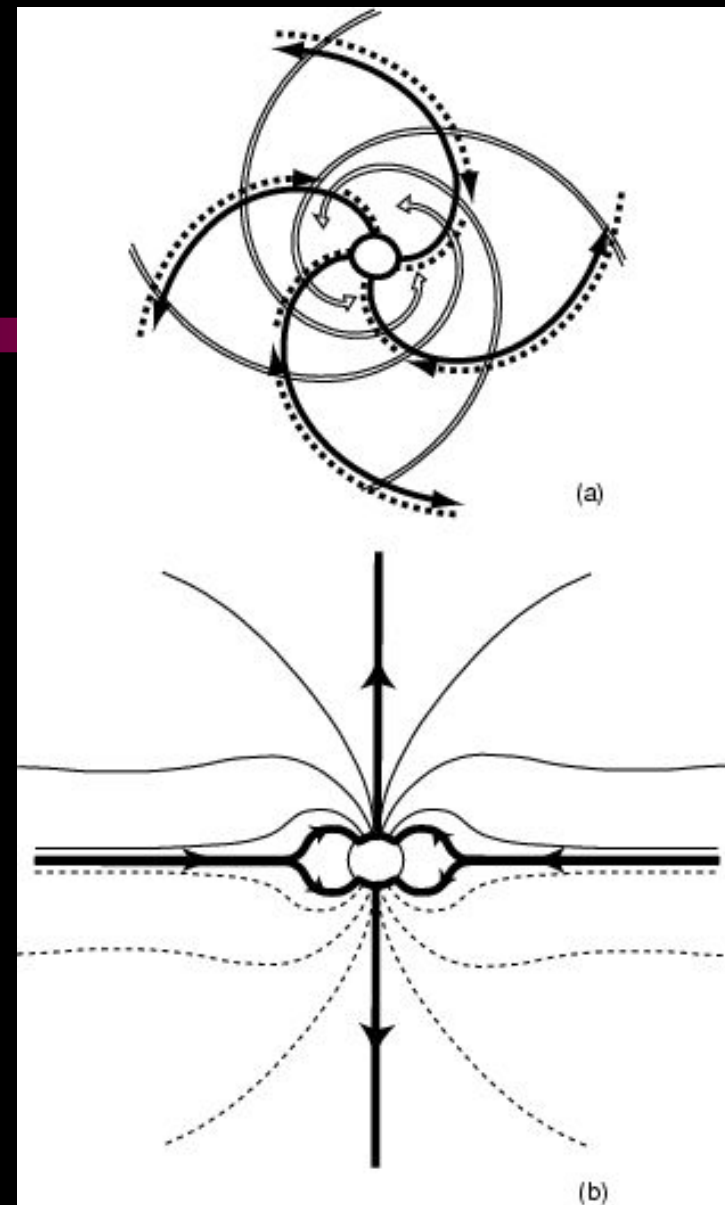
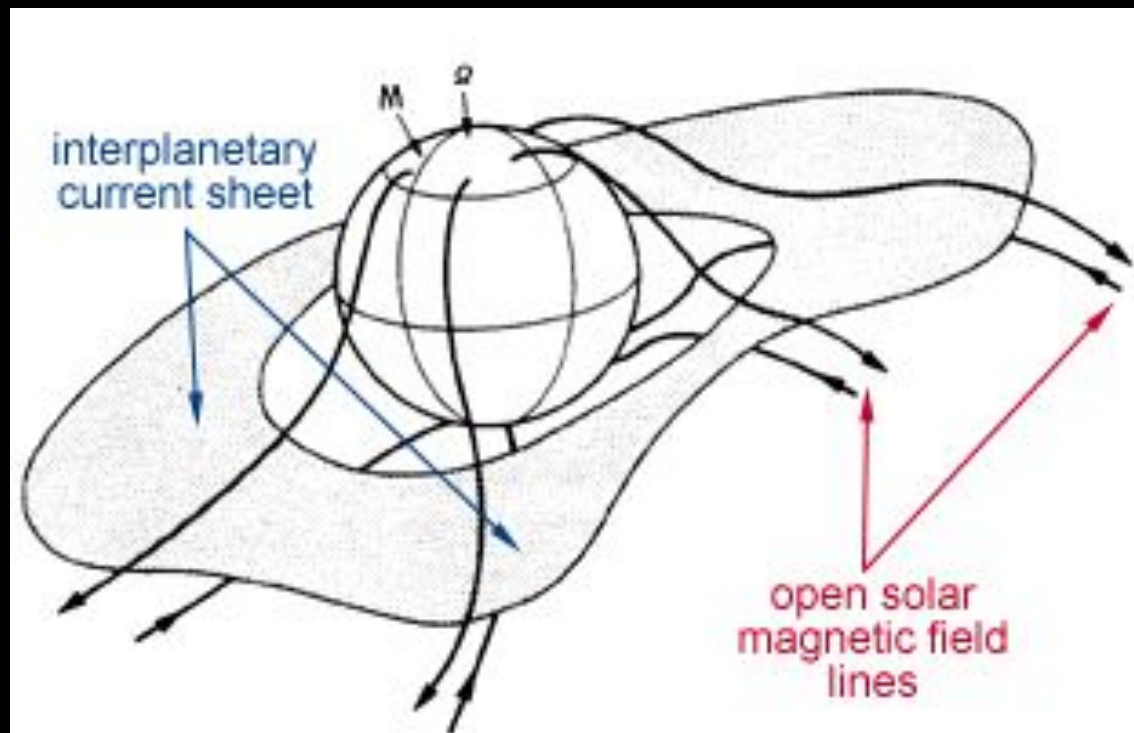
Прямые измерения ММП с борта КА в целом подтвердили предсказания модели Паркера и принесли новые интересные результаты. Оказалось, что закрученные солнечным вращением в архимедову спираль силовые линии ММП при соответствующем усреднении демонстрируют вблизи плоскости эклиптики крупномасштабную структуру, которую называют секторной. В течение нескольких суток (составляющих сектор) ММП преимущественно направлено к Солнцу (или от Солнца). Затем за время от нескольких минут до нескольких часов направление поля меняется на противоположное, которое также сохраняется несколько суток, образуя другой сектор. Была обнаружена тенденция к повторяемости секторов определённой полярности с периодом около 27 суток, т.е. с периодом солнечного вращения. В начале 1976 года КА «Pioneer-11», запущенный в сторону Плутона, после разворота в гравитационном поле Юпитера на пути к Сатурну был выброшен на 16° севернее плоскости эклиптики. По мере возрастания гелиошироты КА секторы с полем, направленным от Солнца, становились всё более продолжительными. Выше 15° северной гелиошироты в течение нескольких месяцев «Pioneer-11» наблюдал только ММП, направленное от Солнца. Сравнение с одновременными измерениями секторной структуры в плоскости эклиптики, где фиксировались два хорошо развитых сектора, показало, что исчезновение секторной структуры, наблюдавшееся «Pioneer-11», было пространственным, а не временным эффектом. Случаи отсутствия секторной структуры иногда наблюдались и на гелиошироте 7° вблизи орбиты Земли. Стало ясно, что разомкнутые силовые линии ММП солнечного направления располагаются преимущественно в одном полушарии гелиосферы, а силовые линии анτισолнечного направления – в другом. Эти области пространства разделяет нейтральная поверхность, которая расположена в низких гелиоширотах и простирается на большие гелиоцентрические расстояния. КА, находящийся в плоскости эклиптики, в течение оборота Солнца наблюдает ММП попеременно то с одной, то с другой стороны нейтральной поверхности, регистрируя таким образом секторную структуру и воспринимая прохождение сквозь нейтральную поверхность как секторную границу.



General Structure of Interplanetary Magnetic Field
J. Lemaire

Смена направления ММП при переходе через нейтральную поверхность позволяет интерпретировать эту поверхность в масштабах межпланетного пространства как токонесущую. Поверхностный ток течёт вокруг Солнца по спирали в направлении солнечного вращения, является почти кольцевым на малых гелиоцентрических расстояниях и почти радиальным – на больших; он замыкается продольными квазирadiaльными токами в полярной гелиосфере.

Трассировать геометрию межпланетного магнитного поля можно с помощью бортовых радиотелескопов. Около Солнца генерируется только два вида радиоизлучений, способных выходить в межпланетное пространство. Это - радиовсплески III типа от солнечных вспышек и намного более редкие радиовсплески II типа от ударных волн, которые корональный выброс массы создаёт в солнечном ветре. Всплески III типа генерируют электроны, движущиеся со скоростями от 0.2 до 0.4 скорости света, которые пробегают расстояние от Солнца до Земли за 20-30 минут. При всплесках II типа, типичные значения скоростей составляют 300-1000 км/сек и на прохождение расстояния от Солнца до Земли источнику радиоизлучения требуется несколько суток. В обоих случаях движущийся источник генерирует радиоизлучение на локальной плазменной частоте или её второй гармонике. С помощью радиотелескопов, установленных на борту двух КА, можно запеленговать местоположение источника радиоизлучения. Если КА расположены достаточно далеко друг от друга, траекторию источника радиовсплесков II типа на данной частоте можно восстановить методом триангуляции. С помощью стереоскопических наблюдений траектории источников радиовсплесков километрового радиоизлучения III типа на разных частотах в разные моменты времени можно будет впервые картировать и исследовать на систематической основе дистанционными методами усреднённую топологию межпланетного магнитного поля.



Если не рассматривать мелкомасштабные процессы в непосредственной окрестности нейтральной поверхности ММП, или в двойных электрических слоях, или на ударной волне, то высокие скорости (порядка сотен км/сек), большие линейные размеры (порядка расстояния от Земли до Солнца), характерные для крупномасштабной структуры, в сочетании с довольно высокой электропроводностью солнечного ветра (сравнимой с электропроводностью плоских металлических проводников) определяют очень высокие (в пределе $Re_m \rightarrow \infty$) значения магнитного числа Рейнольдса. В приближении $Re_m \rightarrow \infty$ закон Ома вырождается в соотношение:

$$\mathbf{E} = - [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$$

т.е. рассматривается только индукционное электрическое поле.

