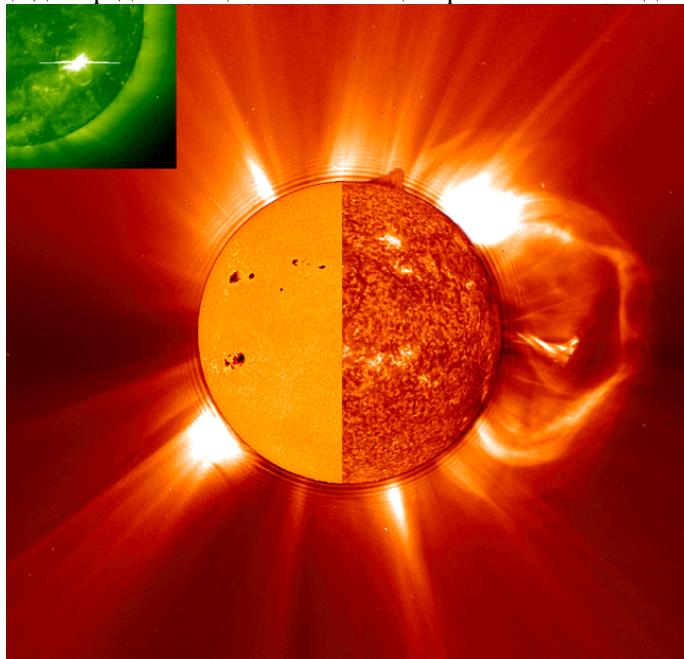


№1 дәріс

Күн туралы жалпы мәліметтер

Күн кез-келген басқа да жұлдыз сияқты плазмалық шар болып табылады.



1.1 сурет

Оның массасы $M \approx 1,99 \cdot 10^{30}$ кг, яғни Жердің массасынан $\sim 332\,958$ есе көп.

Күннің көрнекі дискі бойынша радиусы $R_{\text{Күн}} \approx 6,96 \cdot 10^8$ м, яғни Жердің экваторлық радиусынан ~ 109 есе көп. Күннің орташа бұрыштық диаметрі $1919''$, 26.

Күн затының орташа тығыздығы $\rho \approx 1,41$ г/см³, бұл Жер затының орташа тығыздығының $\approx 0,256$ бөлігін құрайды. Күн орталығындағы тығыздық $\rho \approx 160$ г/см³.

Көрнекі беті деңгейіндегі еркін түсу үдеуі 274 м/с² құрайды. Бетіндегі парабодалық жылдамдық (екінші ғарыштық жылдамдық) – $6,18 \cdot 10^5$ м/с.

Күн бетінің (фотосферасының) тиімді температурасы ≈ 5780 К, орталығындағы температура - $\sim 1,6 \cdot 10^7$ К.

Күн тұрақтысы $Q = 1360$ Вт/м²

Күн жарқырауы $L = 3,9 \cdot 10^{26}$ Вт.

Спектрлік классы – G2V.

Колор- индекстері: B-V=0,65; U-B=0,10.

Масса бойынша Күн $\sim 71\%$ астам сутегінен, $\sim 27\%$ астам гелийден және $\sim 2\%$ басқа элементтерден тұрады.

Галактикада Күн шиыршықты тармақтар біреуінің шетінде (не оған жақын), Галактика центрінен ~ 10 кпк қашықтықта орналасқан. Галактика центрі бойымен айналу жылдамдығы $220\text{--}250$ км/с, айналу периоды ~ 200 млн жыл. Жақын жұлдыздар жиынтығына қатысты қозғалыс жылдамдығы $19,7$ км/с.

Күн жасы - ~ 5 млрд жыл. Герцшпрунг-Рассел диаграммасында Күн негізгі тізбектіліктің орта бөлігінде орналасқан, яғни миллиардтаған жыл ішінде өзінің жарқырауын өзгертпейді.



1.2 сурет

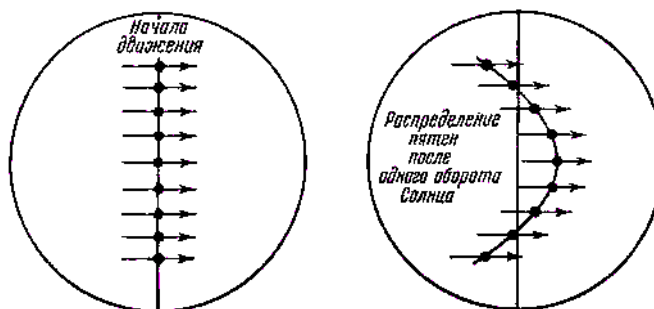
Күн айналысы

Күннің өз осі бойымен айналуы оның бойымен планеталардың айналу бағытында (демек Жердің өз осі бойымен айналу бағытында да), Жер орбитасының жазықтығына (эклиптикаға) $7^{\circ}15'$ бұрышпен еңкейген жазықтықта болады.

Күн өсіне перпендикуляр, Күн центрінен өтетін жазықтық күн экваторының (гелиоэкватордың) жазықтығы, оның Күн бетімен қиылысу сызығы гелиоэкватор деп аталады. Экватор жазықтығы мен Күн центрінен оның бетіндегі берілген бір нүктеге жүргізілген радиус арасындағы бұрыш сол нүктенің гелиографиялық ендігі деп аталады.

Күннің айналу мерзімі (периоды) ұзақ уақыт ішінде жойылмайтын күн дақтарының Күннің Жерге қарайтын жағында қайта көріну уақытын өлшеу арқылы белгіленді. Айналыс жылдамдығын Күн дискі шетінің спектріндегі спектрлік сызықтардың Доплер эффектісінен болатын ығысуы арқылы да анықтауға болады.

Күн айналуы дифференциалдық түрде болады: экваторлық аймағы жоғары ендіктік аймақтарынан көрі тезірек айналады: $14,4^{\circ}$ /тәул. және $\sim 12^{\circ}$ /тәул. жылдамдықтармен сәйкесінші, жұлдыздарға қатысты айналу периоды (сидериялық период) экватордағы 25 тәуліктен полюстік аймақтардағы 30 тәулікке дейін, ал Жерге қатысты айналу периоды (синодтық период) 27 тәуліктен 32 тәулікке дейін сәйкесінші өзгереді, айнарудың орташа синодтық мерзімі (ол 16° ендіктегі айналу периодына сәйкес келеді) – 25,38 тәул. Экватордағы айнарудың сызықты жылдамдығы ≈ 2 км/с.



1.3 сурет – Күн айналысының сұлбесі

Күн қатты дене сияқты айналмайтындықтан, гелиографиялық координаттар жүйесін оның бетіндегі барлық нүктелерімен қатан байланыстыруға болмайды. Шартты түрде гелиографиялық меридиандарды гелиографиялық ендіктері $\pm 16^{\circ}$ тең нүктелермен қатан байланыстырады. Бас гелиографиялық меридиан ретінде 1.01.1854 жылының 0 сағатында (бүкіләлемдік уақыт бойынша) гелиоэкватордың эклиптикамен қиылысу нүктесінен өткен меридианды алады.

Келтірілген мәндердің барлығы Күн бетінің айналуын сипаттайды. Ішкі қабаттардың айналуы тікелей түрде бақыланбайды, оны 1980 жылдары даярланған, жер сілікністерден пайда болатын толқындарды тіркеу арқылы Жер қойнауын зерттеудің әдісіне ұқсастығы себебінен гелиосейсмология деп аталатын әдіс көмегімен оқып таниді. Бұл әдістің идеясы мынада тұрады. Күннің конвекциялық алқабындағы газдың турбуленттік қозғалысымен тудырылатын дыбыс толқындары болып табылатын күн затының тербелістер периодының күн қойнауындағы шарттарға байланысты мәндерін (3-12 минут) есептеуге де, спектрлік сызықтар өзгерістерін бақылап өлшеуге де болады. Өлшенген және есептелген мәндерді салыстыру арқылы Күн қойнауындағы шарттар туралы мәліметті алуға болады. Бұл әдіс көмегімен барлық конвекциялық алқабындағы бұрыштық жылдамдық беттегі жылдамдыққа өте жақын екені, ол тек Күн центрінен қашықтық өсуімен экваторлық аймақтарда аздап кемитіні, ал полюстік аймақтарда - өсетіні анықталған. Сәулелендіретін ядроның бұрыштық жылдамдығы әлі де анықталмаған, бірақ ядро қатты дене сияқты, беттің орташа бұрыштық жылдамдығына жуық жылдамдықпен айналатынына көрсететін деректер бар.

Күн айналуы осындай сипатта болғандығының себебі әлі де толығымен түсініксіз. Жалпы, Күннің дифференциалды түрдегі айналуы конвекциялық аймақтағы газдың (плазманың) қозғалысымен сүйемелденетіні белгілі.

Күннің ішкі құрылысы

Күннің ішкі құрылысын жоғарыда келтірілген мәліметтер негізінде жұлдыздық құрылым теңдеулер (жұлдыздардың ішкі құрылысының теңдеулері) көмегімен есептеуге болады. Бұл теңдеулер мыналар.

1. Масса теңдеуі:

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad \text{немесе}$$

$$M_r = \int_0^r 4\pi \rho r^2 dr.$$

2. Гидростатикалық тепе-теңдік теңдеуі:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r}{r^2} \rho.$$

$$P = P_{gas} + P_{rad}$$

3. Диффузиялық жуықтаудағы энергияны тасымалдау теңдеуі:

$$L_r = -4\pi r^2 D \frac{d\varepsilon_r}{dr},$$

мұндағы $\varepsilon_r = aT^4$ -- сәулелі энергияның тығыздығы, $D = cl/3 = c/(3\kappa\rho)$ -- оның диффузия коэффициенті.

Бұл теңдеуді былай жазуға болады

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{4ac} \frac{\kappa\rho}{T^3} \frac{L_r}{4\pi r^2}.$$

Бұл теңдеулер тек сәулелі жылу тасымалдау үшін жарамды. Конвекциялық тасымалдау аймағында изэнтропиялық шартты қолдану қажет: ($dS/dr = 0$), температура арқылы ол былай жазылады:

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}.$$

4. Уравнение Энергия балансының теңдеуі (ол ядродағы энергия бөлінуін өрнектейді):

$$\frac{dL_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon,$$

мұндағы $\varepsilon(r)$ [эрг/(с·г)] – Күн центрінен r қашықтықта болатын T мен ρ мәндері үшін массасы бірлік элементтегі энергия бөліну жылдамдығы.

Бұл дифференциал теңдеулерді күй теңдеуімен:

$$P_{gas} = \frac{\rho \Re T}{\mu(X, Y, Z)}, \quad P_{rad} = \frac{\alpha T^4}{3},$$

мөлдірсіздік пен энергия бөліну жылдамдығы үшін өрнектермен:

$$\kappa = \kappa(\rho, T, X, Y, Z),$$

$$\varepsilon = \varepsilon(\rho, T, X, Y, Z)$$

және шекаралық шарттармен

$$\int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) dr = M, \quad \int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) \varepsilon(r) dr = L \quad \text{толықтыру қажет.}$$

X, Y, Z шамалар – элементтердің салмақтық үлестері: сутегінің (X), гелийдің (Y) және басқалардың (Z), μ - күн затының молекулалық салмағы. Мысалы, толығымен иондалған плазма үшін $\mu = 1/(2X + (3/4)Y + (1/2)Z)$; Күн үшін $X \approx 0.75$, $Y \approx 0.23$, $Z \approx 0.02$ и $\mu \approx 0.6$ (сутегі мен гелий жартылай иондалған фотосфера мен ядролық реакциялар нәтижесінде химиялық құрам өзгерген ядродан басқа

кабаттар үшін).

Күннің стандартты моделі үшін $\rho(r)$, $M(r)$, $L(r)$ и $T(r)$ үлестірілуі 2.1 суретте келтірілген. Күннің ішкі құрылымы мен оның параметрлері 2.2 2.3 суреттерде көрсетілген. Келтірілген мәндер жуықталған болып табылады, баска әдебиетте **кішкене өзгеше** мәндер де келтіріледі. Көрінетіндей, Күн ішінде термоядролық реакциялар жүретін ядро, сәулелі тасымалдау алқабы, конвекциялық аумақ және фотосфера, хромосфера мен тәжден тұратын атмосфера айырылады.

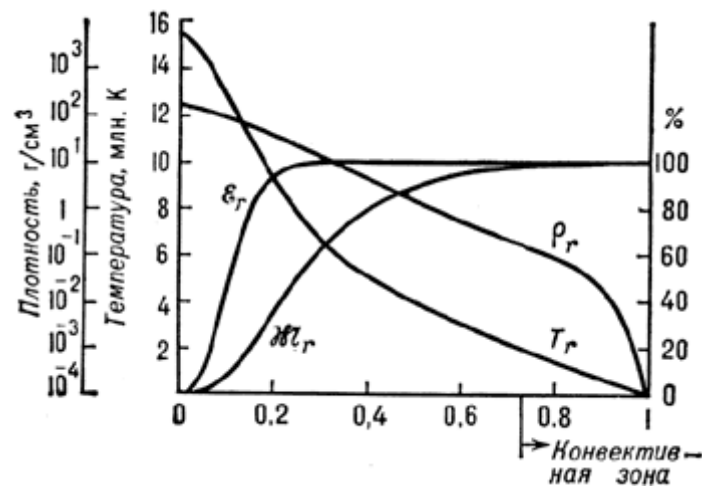
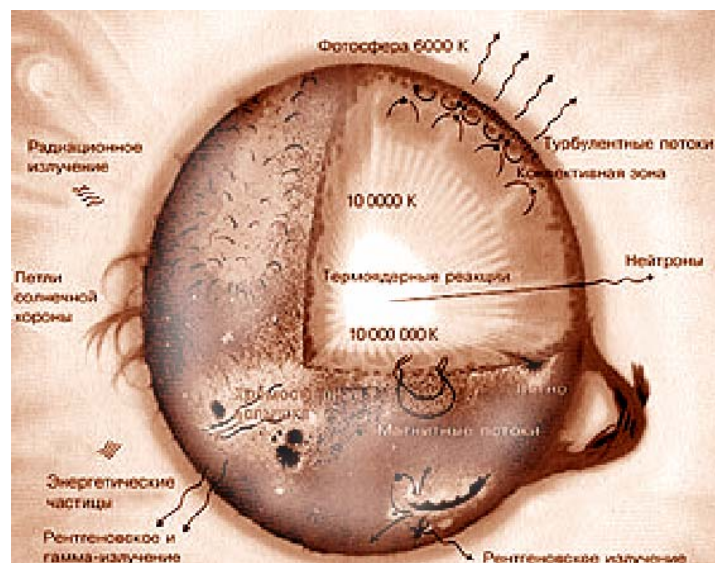
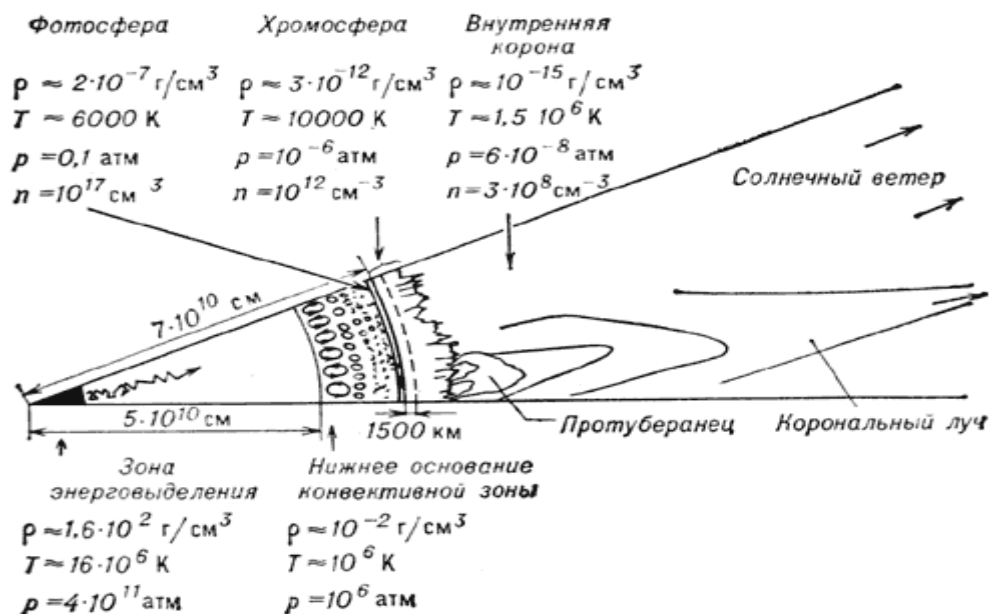


Рис.2.1 – Күнге тән массаның (M_r) (Күннің толық массасынан пайыздар түрінде), тығыздықтың (ρ_r), температураны (T_r) және сәулелену энергиясының (ϵ_r) (Күннің толық сәулелену энергиясына қатысты пайыздық түрде). Горизонталь ось бойынша – күн радиусына үлесі түріндегі Күн центрінен қашықтық.





2.1 сурет – Күн қабаттарының физикалық сипаттамалары: ρ - тығыздық, T - температура, p - қысым, n - 1 см^3 -ғы бөлшектер саны. Фотосфера мен хромосфера суретте нақтылыдан көрі қалындау салынып көрсетілген.

№3 дәріс

Күн ядросы

Басқа да кез-келген жұлдыз сияқты, Күн гравитация ықпалы себебінен сығылуға ұмтылады. Гравитация әсеріне Күннің ішкі қабаттарының өте жоғары температурасы мен тығыздығына байланысты пайда болатын жоғары қысым (дәлірек айтсақ, қысым градиенті) қарсы әрекет етеді. Күн орталығындағы температурасы $T \approx 1.6 \cdot 10^7 \text{ К}$, $\rho \approx 160 \text{ г/см}^3$, қысымы $p \approx 2.2 \cdot 10^{16} \text{ Па} > 10^{11} \text{ атм}$. Мұндай жоғары температура ұзақ уақыт ішінде тек сутегінен гелий синтезінің ядролық реакцияларымен сүйемелдене алады. Бұл реакцияларға керекті шарттар Күн қойнауларында бар. Аталмыш температура мен қысым жағдайында бөлек ядролар орасан зор жылдамдықпен қозғалады. Мысалы, сутегі үшін бұл жылдамдық жүздеген км/с-ке жетеді. Сонымен қатар зат тығыздығы өте үлкен болғандықтан, ядролық соқтығыстар айтарлықтай жиі болады. Олардың кейбіреулері термоядролық реакциялар басталуына қажетті атом ядроларының тығыз жақындауына әкеледі. Бірақ Күн орталығындағы температуралар жағдайда кулондық бөгетті жеңіп, бір біріне 1 Ферми $\sim 10^{-13} \text{ см}$ қашықтыққа (ядролық күштер іске қосылу үшін керекті қашықтыққа) жақындай алатын бөлшектердің саны елемейтіндей аз болатынын айту керек. Сонда Күндегі термоядролық реакциялар тек квантмеханикалық туннельдеу эффектісі арқасында жүре алады екен. Және де бұл реакциялардың жылдамдығы

$$\langle \sigma v_0 \rangle [\text{см}^3 / \text{с}] \propto \exp \left[- \left(\frac{\alpha_G}{kT} \right)^{1/3} \right],$$

где $\alpha_G \approx Z_1 Z_2 A$ – энергия, характеризующая взаимодействующие ядра с зарядами Z_1, Z_2 , $A \sim Z_1 Z_2 e^4 m_p / \hbar^2 \sim Z_1 Z_2 \alpha^2 m_p c^2$ – постоянная, называемая энергией Гамова. При концентрации взаимодействующих частиц n характерное время между взаимодействиями есть просто $\tau \sim 1/(n\sigma v_0)$.

Ядролық реакциялар мен олармен қосакталып жүретін энергия шығарылуы Күн ядросы, не энергия шығарылу аумағы деп аталатын Күннің орталық бөлігінде, орталықтан $\sim 0.3R_{\text{Күн}}$ қашықтыққа дейін жүреді. Күн ядросындағы ең маңызда реакция протон-протондық деп аталады (3.1 сурет):

1. $p + p \rightarrow {}^2\text{D} + e^+ + \nu_e (E_{\nu, pp} < 0.42 \text{ MeV}) \quad \tau \sim 10^{10} \text{ лет}$
2. ${}^2\text{D} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma \quad \tau \sim 1.5 \text{ сек}$

С вероятностью 65%:

3. ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p \quad \tau \sim 10^6 \text{ лет}$

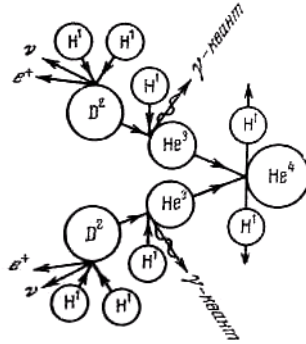
или (35%)

4. ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$,

после чего

4a. ${}^7\text{Be} + e \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$, $\langle E_{\nu, \text{Be}} \rangle = 0.81 \text{ МэВ}$, ${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2{}^4\text{He}$ или (гораздо менее вероятно)

46. ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$, ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$, $\langle E_{\nu, \text{B}} \rangle \sim 8 - 14 \text{ МэВ}$, ${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2{}^4\text{He}$



3.1 сурет

Сөйтіп, бұл реакцияның барлық тармақтарында төрт протоннан бір He ядросы пайда болады. Бұл реакциялар Күн энергиясының негізгі көзі болып табылады. Олар жүрісінде шағырылатын энергия массалар ақауымен анықталады:

$$\delta E = (4m_p - m_{\text{He}}) c^2 = 27.3 \text{ МэВ},$$

яғни шамамен 7 МэВ нуклонға. Жылуға бөлінетін энергияның барлығы айналмайды, кішігірім бөлігі (0.6 МэВ) нейтриномен әкетіледі (нейтрино үшін Күн мөлдір болып табылады).

№4 дәріс

Күн нейтриносының мәселесі

Сөйтіп, Күн ядросындағы термоядролық реакциялар барысында нейтриноның өте қарқынды ағыны шығарылуға тиісті. Бір секунд ішінде Күнмен жіберілетін нейтриноның саны Күн жарқырауымен анықталады: $N_\nu = 2L_\odot / 26.7 \text{ МэВ} \sim 1.8 \cdot 10^{38}$ нейтрино/с. Онда Жердегі p-p нейтрино ағыны $F_\nu = N_\nu / 4\pi(1\text{АБ})^2 \sim 10^{11}$ бөлшек/см²/с болуы тиіс. Бірақ соңғы бірнеше онжылдықтар ішінде өткізілген тәжірибелер нәтижесінде анықталған нейтрино ағыны Күн ядросының температурасы жоғарыда айтылғандай болса байқалуға тиістіден (Күннің стандарты моделі үшін есептелген теориялық мәнінен) анағұрлым аз болып шықты. Жоғары энергиялы электрондық нейтрино (4a реакция) Дэвистің хлор-аргондық эксперименттер жүрісінде тіркеледі. Тікелей pp-реакцияда шағырылатын энергиясы төмен нейтрино галлий-германийлік эксперименттерде (Гран Сассодағы GALLEX (Италия-Германия) және PFA-ң Баксан нейтрино обсерваториясындағы SAGE (Ресей-АҚШ)). Барлық бұл эксперименттер нейтриноның бақыланатын ағынының жетіспеушілігін көрсетіп тұрады (мысалы, 1990-1995 жж. нәтижелері бойынша өлшенген нейтрино ағыны $70 \pm 15(1\sigma)$ SNU ("standard neutrino units") құрады, ал (Күннің стандарты моделі үшін ол 122 SNU болуға тиісті). 2002 ж. басына дейін алынған нәтижелер кестеде келтірілген

4.1 кесте – Күн нейтрино ағынын өлшеу жөніндегі эксперименттер нәтижелері

Эксперимент	теор. мәнінен бөлігі	құрам	табалдырық (МэВ)
<i>Ga</i>	0.584 ± 0.039	pp(55%), Be(25%), B(10%)	0.2
<i>Cl</i>	0.335 ± 0.029	B(75%), Be(15%)	0.8
<i>SK</i>	0.459 ± 0.017	B (100%)	5.0
<i>SNO(CC)</i>	0.347 ± 0.027	B (100%)	7.0

Бұл қайшылықты шешу үшін бірнеше болжау айтылды. Олардың біреуі мынадай болды. Электрмагниттік сәулелену бізге Күн ядросы туралы ~1 млн жылға кешіккен ақпаратты әкеледі, өйткені көпеселі жұтылу және қайта сәулелендірілу құбылысы нәтижесінде сәулелену Күннің орталық аймақтарынан бетіне дейін тек сол 1 млн жыл ішінде жетеді. Ал не күшті, не электрмагнит әрекеттесуге қатыспайтын нейтриноның әрекеттесу кимасы орасан аз болады, мысалы, жылулық нейтриноның қорғасындағы еркін жол ұзындығы $\sim 10^{20}$ см, не 100 жарықтық жыл (ж.ж). Сондықтан нейтрино Күнді лезде дерлік өтіп шығады да, тікелей Күн қойнауына көз жіберуге мүмкіндік береді. Ядролық реакциялар қарқындылығы, демек бұл реакциялар нәтижесінде пайда болатын нейтрино ағыны, температураға тәуелді: температура кеміген сайын, реакциялар саны азаяды. Сонымен, нейтриноның аз ағыны Күн ядросындағы температурасы электрмагниттік сәулелену көрсететіндіктен әлдеқайда аз екенін дәлелдейді деген қорытындыны жасауға болады.

Басқа болжау - қазіргі заманғы Күн және Күн үлгідегі жұлдыздар физикасының түсініктерін толығымен қайта қарау керек, бұл жұлдыздар энергиясының көзі – ядролық реакциялар емес. Бірақ бұл екі

болжау расталмайтын сияқты, өйткені Күннің стандарты моделі барлық астрономиялық мәліметтердың барлығы негізінде жасалған.

Қазіргі кезде ең сенімді болып саналатын болжау нейтриноның осцилляциларымен байланысты. Егер нейтриноның тыныштық массасы нөлге тең болмаса (оның қазіргі эксперименттер қойған шегі $m\nu e < 3$ эВ), Күндегі термоядролық реакциялар барысында пайда болатын электрондық нейтрино затпен әрекеттесудің қимасы әлде-қайда аз мюондық, тау-лептондық нейтриноға және сол үйектелген (спині сол жақты) нейтриноның затпен мүлдем әрекеттеспейтін оң үйектелгенге (спині оң жақтыға) айналуы (осцилляциялары) болуы мүмкін. Әрине, затпен аз әрекеттесетін бөлшек аз тіркеледі де, сондықтан нейтрино осцилляциялары шынында да болса, өлшенетін ағын күтілетін ағыннан аз болады.

Нейтрино осцилляциялары шынында да болатынын растайтын ең маңызды эксперименттік нәтиже Канададағы Садбюри обсерваториясында (SNO) 2001 ж. алынған. Бұл эксперимент нәтижелері затта таралу кезінде нейтриноның толық араласуы (Михеев-Смирнов-Вольфенштейн эффекті) болатынына, ал электрондық нейтриноның оң үйектелгенге айналуы болмайтынын көрсетеді.

Бірақ мұндай құбылыс шынында да жүзеге асырылса, ол нейтриноның тыныштық массасы нөлге тең емес екенің дәлелдейді. Ал бұл дерек элементар бөлшектер физикасының түсініктерімен қатар Әлем туралы түсініктердің қайта қарауына әкеледі.

Сәулелі тасымалдау алқабы

Орталықтан $0,3R_{\text{Күн}}$ көп қашықтықтарда күн затының температурасы мен қысымы мынадай мәндерге дейін кемиді: $T < 5 \cdot 10^6$ К, $p < 10^{10}$ атм. Мұндай шарттарда ядролық реакциялар өте алмайды. Сондықтан бұл қабатта тек үлкендеу тереңдіктерде γ -кванттар түрінде шығарылған сәулелену жеке атомдармен жұтылып және қайта сәулелендіріліп сыртқа қарай тасымалданады. Температура мен қысым бұл аймақтағыдай болғанда атомдар (негізімен сутегі) иондалған күйде болады. Сутегі толығымен иондалған болса, сәулелену жұтылуы негізімен сутегінен ауырырақ элементтер иондарының фотоиондалуымен байланысты болады. Бірақ мұндай элементтер Күн қойнауында аз болады. Күн қойнауынан қозғалатын фотондар жарым-жартылай еркін электрондармен жұтылады. Бірақ-та Күннің қарастырылып тұрған аймақтың иондалған газындағы фотондардың кейінгі қайта сәулеленусіз болатын қосынды жұтылуы аз болып шығады, сондықтан энергия тасымалдауы сәулеленумен жүзеге асырылады. Бұл аймақ **сәулелі тасымалдау алқабы** деп аталады.

Күн орталығынан алшақтаған сайын газдың температурасы мен тығыздығы азаяды, $0,7R_{\text{Күн}} - 0,8R_{\text{Күн}}$ көп қашықтықтарда атомдар (тереңірек қабаттарда - гелий атомдар, бетке жақынырақ - сутегі атомдар) бейтарап күйде бола алады. Мұндағы параметрлер: $T \approx 10^6$ К, $p \approx 10^6$ атм, $\rho \approx 10^{-2}$ г/см³. Бейтарап атомдар, әсіресе сутегі атомдар, пайда болғанда олардың фотоиондалуымен байланысты жұтылу артады. Сәулелену арқылы болатын энергия тасымалдауы қиынға соға бастайды. Ал энергияның келіп түсуі, әрине, жалғаса береді. Яғни, энергия тасымалдауының басқа механизмінің қосылуы қажет болады. Бұл аймақта заттың іріауқымдық конвекциялық қозғалыстары дамиды. Сөйтіп, Күннің сыртқы көрнекі қабаттар астында, $\sim 0,3R_{\text{Күн}}$ бойында, сәулелі тасымалдау басылып, конвекциялық тасымалдауға ауысатын **конвекциялық алқап** түзіледі.

№5 дәріс

Конвекциялық аумақ. Күн ішіндегі конвекция

Жалпы, конвекция дегеніміз - төменнен көтерілетін жылу ағынының әсерінен болатын ауырлық күштер өрісіндегі сұйықтықтың, не газдың қозғалысы. Көтергіш күш болып Архимед күші ($F_A = g\Delta\rho V$ мұндағы g – еркін түсу үдеуі, $\Delta\rho$ - көтеріліп (не түсіп) жатқан V көлемі мен қоршаған орта тығыздықтарының айырмасы) табылады. $\Delta\rho$ V көлемі мен қоршаған ортаның температура айырмасымен себептелінеді. V көлеміндегі зат қоршаған орта затынан ыстығырақ болу керек. Конвекция пайда болу үшін көтеріліп тұрған элементтің температураның азаюы сол биіктіктерде болатын қоршаған ортаның температура азаюынан баяуырақ болу қажет, өйткені элементтің температурасы ортаның температурасымен теңессе, бұл екінің тығыздығы да теңеседі де, Архимед күші нөлге айналады. Егер элемент ортамен жылулықпен алмаспаса, онда бұл адиабаттық процесс болады да, конвекция пайда болуы шартын осылай жазуға болады: $\nabla T_{\text{ад}} < \nabla T$. Бірақ шын жағдайда ортаның κ жылу өткізгіштігі мен ν тұтқырлығының бар болуына байланысты көтеріліп тұрған элементтің температурасы қоршаған ортаның температурасымен тез теңеседі де, элемент айтарлықтай көтерілуге үлгірмейді. Сондықтан іріауқымдық конвекциялық қозғалыс пайда болу үшін элементтегі және қоршаған ортадағы температуралар айырмасы кейбір сындық мәннен көп болу қажет. Бұл шарт $R > R_c$ түрінде жазылады, мұндағы өлшемсіз R саны (Рэлей саны) мынаған тең:

$$R = \frac{d^4 \beta g}{\nu \kappa} (\nabla T - \nabla T_{\text{ад}}),$$

мұндағы d - қабат қалыңдығы, β - газ үшін $1/T$ тең жылулық кеңеюдің көлемдік коэффициенті. Әдетте $R_c \sim 10^3$. Конвекция болмаған жағдайда жұлдыздардағы температураның сыртқы градиенті (∇T) сәулелі жылу өткізгіштігімен анықталады. Жұлдыз заты иондалмаған болса (толығымен бейтарап болса), әдетте $R \leq R_c$ болады да, конвекция байқалмайды. Ал газ иондану күйін көтерілу барысында айтарлықтай өзгертсе, онда жағдай басқаша болады. Жұлдыздар затының негізгі құраушылары (сутегі мен гелий) жарым-жартылай

иондалған болса, көтеріп не түсіп жатқан элементтегі температура аз өзгереді екен. Бұл жағдайда көтеріліп тұрған элементтегі температура азаюымен газ рекомбинациясы басталады, ал бұл құбылыс барысында энергия шығарылады. Сол бөлінетін энергия көтеріліп тұрған элементті жылытып, оның температурасын тұрақты дерлік түрде сақтайды. Түсу мен сығылу барысында шығарылатын энергия газдың жылынуына емес, оның иондануына жұмсалады (бұл энергия жағынан тиімді болады), сондықтан түсіп жатқан элементтегі температура өте баяу өседі. Қарастырылған құбылыс мұз еруіне ұқсайды: мұз (біздің жағдайда – иондалмаған сутегі) бар болғанша судың (бізде – иондалған сутегінің) температурасы өзгермей дерлік, 0°C жуық болып қала береді. Мұндай шарттағы ішкі (элементтегі) температура градиенті өте аз болады, сөйтіп атмосферадағы үлкен емес температура градиентінің өзі де-ақ сыртқы және ішкі температураның жеткілікті айырмасын қамтамасыз етеді, яғни көтергіш күш үлкен болуына әкеледі. Рэлей саны мұндай шарттарда сындық мәннен көп болады да, конвекция басталады. Сутегі мен гелий толығымен иондалған, не бейтарап болған кезде конвекция тоқталады. Сонымен, Күннің және Күн үлгідегі жұлдыздардың конвекциялық алқабы – жарым-жартылай иондалған сутегі мен гелийдің алқабы.

Конвекция ұяшықтар түріндегі конвекциялық элементтерге бөлініп жүреді. Ұяшық өсі бойымен газ көтеріп, шеттерінде түсіп тұрады. Егер жұлдыздағы конвекциялық аумақ қалың болса, онда ол қалыңдықты біртекті атмосфераның (яғни тығыздығы шамамен $e \approx 2,7$ есе өзгертін газ қабатының) қалыңдығына жақын қабаттарға бөлінеді. Температура, онымен бірге, барометрлік формула бойынша, біртекті атмосфераның қалыңдығы да үлкен болатын конвекциялық аумақтың түбінде үлкен ұяшықтар түзіледі, олардың көлденең өлшемі $\sim 1/2(R_{\text{ж}}$, мұндағы $R_{\text{ж}}$ – жұлдыз радиусы, келесі қабаттарда ұяшықтар кішірек болады, ең жоғарғы қабатта олардың өлшемі бірнеше жүз километрге дейін азаяды.

Конвекциялық аумақтың түбінде конвекцияның жылдамдығы төмен, шамамен бірнеше ондық м/с, болады. Биіктік өскен сайын бұл жылдамдық көбейеді. Конвекциялық аумақтың ең жоғарғы, фотосферамен шекаралас қабатынан энергия сыртқа қарай сәулелену арқылы да шығарыла алады, сондықтан бұл қабатта температураның қатты азаюы орын алады да, мұның нәтижесінде конвекциялық аумақтың жоғарғы бөлігінде температураның көтеріңкі градиенті пайда болады. Ал бұл фотосфера астындағы конвекция қозғалысының жылдамдығы ерекше жоғары, Күн үшін 1-2 км/с тең мәніне жететіне әкеледі. Яғни, конвекциялық алқапта конвекция қарқындылығы айрықша күшті болатын жоғарғы қабатын бөлуге болады.

№6 дәріс

Күн атмосферада жүретін түрлі белсенді құбылыстардың барлығы күн магнит өрістерінің әрекетімен, күн плазмасының бұл өрістерге қатырылуымен байланысты болады. Сондықтан Күн атмосферасын қарастырар алдында магнитгидродинамика негіздерін қарастырып өтейік.

Плазма қасиеттерін сипаттаудың магнитгидродинамикалық жуықтауы. Магнит өрісінің плазмаға қатырылуы

Ғарыштағы заттың барлығы дерлік – жұлдыздарда да, жұлдыз аралық ортада да, әр түрлі дәрежеде иондалған күйде болады, яғни плазма болып табылады.

Плазмада еркін оң және теріс зарядталған бөлшектер бар болғандықтан, оған бейтарап газда да әсер ететін қысым градиентінен басқа, магнит өрістері де әсер етеді. Бейтарап газдан тағы бір маңызды айырмашылығы - плазманың зарядталған бөлшектері өздерінің электр өрістері арқылы үлкен қашықтықтарда (тек тікелей соқтығулар кезінде емес) әсерлеседі. Бұның бәріне байланысты плазма күйіндегі зат көптеген жаңа қасиеттерге ие болады да, оны зерттейтін арнайы әдістері қажет болады. Плазмадағы көп құбылыстарды түсіну үшін жарамды, одан әрі өте пайдалы болып магниттік гидродинамика жуықтауы табылады, сондықтан ол астрофизикада кең қолданылады. *Магнитгидродинамика* электрөткізетін орталардың (плазманың, сұйық металдардың, электролиттердің) магнит өрісіндегі қозғалысын оқып танийді. Сөйтіп, магнитгидродинамиканың плазма физикасының айырмашылығы – оның шеңберінде плазма электрондық және иондық сұйықтардың қоспасы, яғни тұтас орта ретінде қарастырылады да, плазма бөлшектерінің орталанған қозғалысы зерттеледі. Сондықтан бұл жуықтау (модель) тек “тығыз” плазманың қасиеттерін жақсы өрнектейді. “Тығыз” плазма деп бөлшектер соқтығысуының жиілігі жоғары, яғни бөлшектердің еркін жолы ұзындығы қозғалысының макроқасиеттері айтарлықтай өзгертін қашықтыққа қарағанда аз, ал екі дәйекті (бірнен соң бірі болатын) соқтығысу арасындағы уақыт құбылыстардың сипатты ұзақтығынан аз болған плазма аталады.

Магнитгидродинамиканың әдеттегі гидродинамикадан айырмашылығы мынада.

Бейтарап газда басты қозғаушы күш болып қысым, дәлірек айтсақ оның градиенті, табылады. Ол температура мен тығыздыққа тәуелді және газдың көлемдік серпімділігін (сығылуға кедергісін) себептейді. Ал плазма бөлшектеріне қысым градиентінен басқа Лоренц күші әрекет етеді:

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_B = q\vec{E} + \frac{q}{c}[\vec{v}\vec{B}].$$

Мұндағы $\vec{F}_E$ - электр күші, $\vec{F}_B$ - магнит күші, q – бөлшек заряды, c – жарық жылдамдығы, $\vec{E}$ - электр өрісінің кернеулігі, $\vec{v}$ - бөлшек жылдамдығы, $\vec{B}$ - магниттік индукция.

Магнитгидродинамикада Лоренц күші барлық бөлшектер бойынша орталаынады. Күштің орташа мәні j ток тығыздығына және магниттік индукцияға тура пропорционал. Зарядталған бөлшектер өз электр өрістерімен үлкен қашықтардан әрекеттеседі. Бұл әрекеттесу нәтижесінде болатын бөлшектер қозғалысындағы ауытқулар бөлшектер соқтығысуларының нәтижесі ретінде қарастырылады. Рис., **про плавные** и угловатые траектории (Лонгейр).

Электрондардың иондармен соқтығысулары плазмада ағатын токтың энергиясының бір бөлігін жылулыққа айналдырады (токтың Джоуль өшуіне әкеледі). Бұл өшу соқтығысулар жиілігіне тәуелді. Шапшаң электрондар иондармен соқтығысқанда баяулардан көрі аздау ауытқиды, сондықтан плазманың температурасы өскен сайын соқтығысулар саны, демек Джоуль өшуі де, азайған сияқты болады.

Сан жағынан Джоуль өшуін плазманың σ өткізгіштігімен сипаттайды. Толығымен иондалған плазманың 1 см^3 көлемінде 1 с ішінде j^2/σ мөлшеріндегі Джоуль жылуы бөлінеді. Плазма өткізгіштігі тығыздығына тәуелсіз және температурасының $3/2$ дәрежесіне пропорционал: $\sigma \sim T^{3/2}$ (металдарда керісінше болады: T өскен сайын, кедергі өседі, ал σ азаяды).

Ток өтетін бет үлкен болған жағдайда жалпы ток өте төмен болмаса да, ток тығыздығы аз болады. Демек, үлкен көлемдерде Джоуль өшуі де аз болады. Сипатты өлшемі R -ге тең плазма көлеміндегі өшу уақыты $t_0 = \frac{4\pi\sigma}{c^2} R^2$ (с), яғни плазма өткізгіштігі жоғары емес болған жағдайда да, плазманың алған көлемі үлкен болса, өшу уақыты өте үлкен болуы мүмкін. Ғарышта өлшемдері зеңгір плазма бұлттары кездеседі, олар үшін бұл қорытынды толығымен жарамды болып табылады. Ендігіде біз плазма өткізгіштігі шексіз, не идеал дегенде, тек σ -ның өзі шексіз жағдайды емес, R өте үлкен жағдайды да, яғни, айтуып, $t_0 \rightarrow \infty$ жағдайды айтамыз.

Сонымен, магнитгидродинамика жуықтауы шеңберінде одан да қатан идеал өткізгіштік жуықтауы қолданылады. Ол $t_0 \rightarrow \infty$ болғанда жарамды болады. Оны қарастырайық.

Әуелі электромагниттік индукция құбылысын есімізге түсіру керек. Магнит өрісі қозғалып тұрған электр зарядтармен туғызылады және олармен әрекеттеседі. Бұнымен байланысты, тұйық өткізуші контурмен шектелген бет арқылы өтетін магниттік индукция ағыны өзгерсе, бұл контурда индукциялық электр тогы пайда болады, және де индукциялық ток оны туғызатын себепке қарсы әрекет жасайтындай бағытталған болады (мысалы, индукция ағыны артса, ток онымен туғызылатын магнит өрісі бастапқы (сыртқы) магнит өрісіне қарама-қарсы бағытталған болатындай, яғни индукция ағынын бастапқы деңгейінде қалдыруға ұмтылатындай, бағытталған болады). Бұл құбылыстың себебі түсінікті. Өзгеріп тұрған магнит өрісі құйындық электр өрісін туғызады, ал ол, өз кезегінде, зарядталған бөлшектерді қозғалтып, электр тогын туғызады. Өрістердің бағыттарын қарастырсақ (артып жатқан магнит өрісі оның бағытымен сол бұранданы, ал азайып жатқан магнит өрісі – оң бұранданы құрайтын электр өрісін тудырады), ток бағыты жөніндегі айтылған нәтижеге келеміз. Өздік индукция деген құбылыс та бар. Мысалы, өткізетін контур көзге қосылған болсын, яғни ода ток жүрсін. Контурды ажыратсақ, ток бірден тоқтамайды, өйткені тізбекте өтетін ток магнит өрісін тудырады, және тізбекті ажыратқанда магнит өрісі жойыла бастайды, яғни контурмен шектелген бет арқылы өтетін магниттік индукция ағыны азая бастайды, сондықтан бұл азаюға қарсы әрекет жасайтын индукциялық ток пайда болады, ал мұндай токтың бағыты бастапқы токтың бағытымен бірдей болады. Сонымен, ажыратылған тізбектегі ток біртіндеп, тек өткізгіштің электр кедергісі болғанына байланысты, өшеді. Ал егер кедергі нөлге тең болса, яғни өткізгіштік шексіз болса, онда тізбекті көзден ажыратса да ток өзгермей аға беретін еді, яғни магниттік индукция ағыны да өзгермейтін еді. Демек, өткізгіштігі шексіз өткізгішпен шектелген бет арқылы өтетін магниттік индукция ағыны тұрақты болып табылады. Бұл, әрине, сапалы түрдегі түсіндіру, бірақ бұл нәтижені қатан түрде де дәлелдеуге болады.

Алынған нәтижеге келудің тағы бір жолын қарастырайық. Дифференциалды түрдегі Ом заңын жазайық: $j^* = \sigma E^*$, жұлдызшамен плазмамен бірге қозғалып тұрған, яғни плазмаға қатысты тыныштық күйде тұрған санақ жүйесіне қатысты шамалар белгіленген. $*$ -санақ жүйесіне қатысты электр өрісінің $\vec{E}^*$ кернеулігін

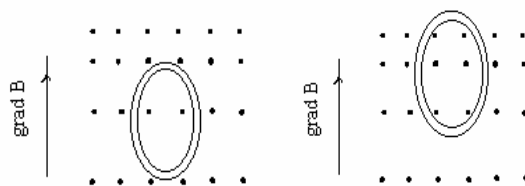
электромагнит өрістерін түрлендірудің формуласын пайдаланып табуға болады: $\vec{E}^* = \frac{\vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{v}\vec{B}]}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$, мұндағы

жұлдызшасыз шамалар лабораториялық санақ жүйесіне қатысты шамалар, $\vec{v}$ - плазманың, яғни $*$ -жүйесінің, лабораториялық жүйеге қатысты жылдамдығы. Ғарыштағы орта (плазма) әдетте жарық жылдамдығына жақын жылдамдықпен қозғалмайтынын еске алып, мұндай формуланы аламыз: $\vec{E}^* = \vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{v}\vec{B}]$. Енді мынадай мысал

қарастырайық. Сыртқы біртекті емес магнит өрісінде плазма орналасқан болсын. Плазманы қозғалтсақ, $*$ -жүйеде магнит өрісі өзгереді (жүйе кеңістікте өзгертін магнит өрісінде қозғалса, жүйедегі бақылаушыға магнит өрісі уақыт бойынша өзгереді деп көрінеді), сондықтан бұл жүйеде құйынды электр өрісі ($\vec{E}^*$), демек j^* да, пайда болады. Өткізгіштік шексіз болған жағдайда $\vec{E}^*$ өте аз болса да (яғни, плазма аз, баяу қозғалса да),

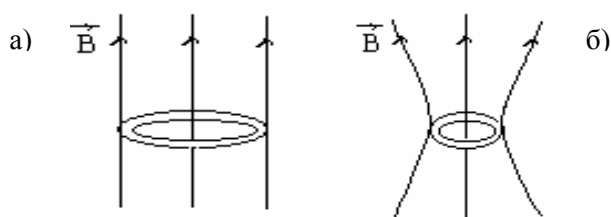
j^* шексіздікке ұмтылған болады. Яғни, плазманы қозғалту үшін жұмсалған көп емес күш шексіз энергияның пайда болуына әкеледі, ал олай болмау тиіс. Демек, өткізгіштік идеал болған жағдайда $\vec{E}^*$ қашанда да нөлге тең болуға тиісті. Бұл тек плазмадағы кез-келген контур (плазма бөлшектерімен¹ байланысты контур) арқылы магниттік индукция ағыны тұрақты болғанда орындалады.

Бұл шарт жүзде қалай асырыла алады? Мысалы, 6.1 суреттегі конфигурациялы магнит өрісінде орналасқан өткізгіштігі идеал плазманың қозғалысы кезіндегі құбылыстарды қарастырайық.



6.1 сурет

Бұл суретте нүктелер магнит күш сызықтарын белгілейді, магнит өрісі жоғарыға қарай өседі. Плазма қозғалысы нәтижесінде плазмадағы қаланған контур көтеріңкі магнит өрісі аймағына ығысуы мүмкін (оң жақтағы сурет). Бұл жағдайда контурмен шектелген бет арқылы өтетін күш сызықтарының саны, демек магниттік индукция ағыны, бастапқыға қарағанда көбейеді. Бірақ, жоғарыда көрсетілгендей, өткізгіштігі шексіз плазма жағдайында бұл ағын тұрақты болып қалу тиісті. Демек, плазма өткізгіштігі шексіз болса, магниттік күш сызықтары плазма бөлшектеріне (элементтеріне) жапсырылған сияқты болып, бөлшектер артынан еріп жүру тиіс. Мысалы, бастапқы мезетте көрініс 6.2 (а) суреттегідей болып, ал одан кейін плазманың орта бөлігі сығылса (6.2 (б) сурет), ортадағы контурмен шектелген бет арқылы өтетін күш сызықтар саны (демек магниттік индукция ағыны) бастапқыдағыдай қалу үшін, күш сызықтарының пішіні 6.2 (б) суреттегідей, олар плазма бөлшектері артынан еріп жүрген сияқты болып, өзгереді. Бұдан идеал өткізгіштік жағдайда плазманың сығылуы ол орналасқан магнит өрісінің күшеюіне әкелетінін көруге болады.



6.2 сурет

Қарастырылған бұл құбылыс, яғни магниттік күш сызықтары бастапқы мезетте оларда орналасқан плазма бөлшектеріне бекітілген болу құбылысы, магнит өрісінің плазмаға қатырылуы деп аталады. Ол екі жолмен орындала алады.

Біріншісі, жоғарыда қарастырылғандай, плазма бөлшектері қозғалғанда, олар күш сызықтарын өздерімен бірге ертіп әкетеді. Әрине, күш сызықтары ойдағы сызықтар болып табылатынын ұмытпау керек. Шынында плазманың біртекті емес магнит өрісіндегі қозғалысы нәтижесінде, не магнит өрісінің уақыт озғанымен өзгеруі нәтижесінде, магнит өрісін (магнит өрісі индукциясының үлестірілуін) өзгертетін индукциялық токтар пайда болады, және де бұл өзгерістердің жалпы сипаты айтылған (плазма бөлшектері өрістің күш сызықтарын өзімен бірге ертіп **әкетеді сияқты** болатын) нәтижеге әкелетіндей болады.

Бірақ, қатырылған күш сызықтары орта қозғалысы артынан кедергісіз ермейді. Сыртқы себептерден пайда болған ортаның қозғалыстары өрісті олардың кинетикалық энергиясы, не оларды қолдайтын қысым айырмасы магнит өрісінің энергиясынан көп болса ғана елеулі түрде өзгерте алады. Ал егер өріс басынан күшті болса, онда ортаның ретсіз қозғалыстары күш сызықтарының конфигурациясын айтарлықтай өзгерте алмайды, олар күш сызықтарын тек көп емес қисайта алады. Бұл жағдайда магнит өрісінің плазмаға қатырылуы күш сызықтары бөлшектер артынан еруімен емес, магнит өрісі бөлшектерге өз күш сызықтарынан кетуге бермеуімен жүзеге асырылады (бұл - идеал өткізетін контурмен шектелген бет арқылы магниттік индукция ағынының тұрақтылығы қамсыздандырылуының екінші жолы). Осы жағдайда бөлшектер тек магниттік күш сызықтары бойымен сырғана алады да, олардан шығып кете алмайды. Былайша айтқанда, магнит өрісі ортаның магниттік күш сызықтары бойымен емес болатын қозғалыстарға бөгет болып шығады. Сондай-ақ, егер бастапқы магнит өрісі аз болса, ал содан кейін орта қозғалыстары магниттік күш сызықтарын шиеленістірсе, онда ол сызықтар қоюлығының өсуіне, яғни магнит өрісінің күшеюіне әкеледі де, бір кезде магнит өрісі оның күш сызықтарын шиеленістіретін қозғалыстарға бөгет болуға жетерліктей өседі және бұл қозғалыстарды тоқтата бастайды.

¹) Плазма бөлшектері деп жеке электрондар мен иондарды емес, олардың **жеткілікті көп санынан** тұратын плазма элементін айтамыз.

Магниттік күш сызықтарының әрекетін көрнекі түрде керілген (магниттік керілу) және бүйірінен сығылған (магниттік қысым) резеңке бауларының әрекеті ретінде елестетуге болады. Егер тыныштық күйдегі ортада магнит өрісі бар болса, онда өріс ортаны онымен бірге қозғалатын күш сызықтарын түзететін және кеңейтетін (бір бірінен алшақтататын) қозғалысқа келтіреді (егер бұл шекарадағы шарттармен рұқсат етілсе). Егер магнит күштерге қоса қысым градиенті бар болса, онда қозғалыс бұл екі фактордың (себептің) бірлескен әрекетімен анықталады.

Магниттік керілу мен магниттік серпімділіктің әрекеті ғарышта жиі байқалады. Күнге қатысты бұны келесі дәрістерде көре аласыздар.

Магнит өрісіндегі плазмада таралатын толқындар

Әр серпімді ортада толқындар тарала алады. Газда ол - бойлық дыбыс толқындар. Ал магнит өрісіндегі плазмада толқындардың көптеген түрі бола алады. Плазманы заттың жеке агрегаттық күйге бөлуге мәжбүр ететін плазмада әр алуан толқындардың тарала алатыны деп айтуға да болады.

Олар ішіндегі бір түрі – резеңке бау бойымен таралатын көлденең толқынға ұқсайтын альвендік толқындары. Бұл бау рөлін магнит өрісінің күш сызықтары атқарады. Кернеуіне байланысты, көлденең бағытта затпен (плазмамен) бірге ығыстырылған күш сызықтары тербеле бастайды. Бұл себептен өріс бағытына көлденең зат тербелістері де пайда болады. Олар күш сызықтары бойымен альвендік деп аталатын $v_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$ жылдамдықпен таралады. Тербеліс жүрісінде зат тығыздығы өзгермейді, өйткені зат қабаты тұтасымен тербелейді.

Плазмада болатын толқындардың басқа түрі – магнитдыбыс толқындары. Олар екі себептің әрекетіне байланысты пайда болады. Бір жағынан ол магниттік күш сызықтарының кернеуі мен қысымы, екінші жағынан – әдеттегі дыбыс жағдайдағыдай газ қысымы. Бұл толқындар бойлық та емес, көлденең де емес болып табылады. Энергия күш сызықтары бойымен таралатын Альвен толқындарынан өзгеше, магнитдыбыс толқындарында энергия күш сызықтарына қатысты кез-келген бағытта тарала алады. Магнитдыбыстық толқындар екі түрлі болады – шапшаң және баяу. Шапшаңдар альвендік жылдамдықтан жоғары, баяулар - аз жылдамдықпен таралады.

Қарастырылғандардан басқа жоғары жиіліктік тербелістермен байланысты толқындардың бірнеше түрі бар.

№7 дәріс

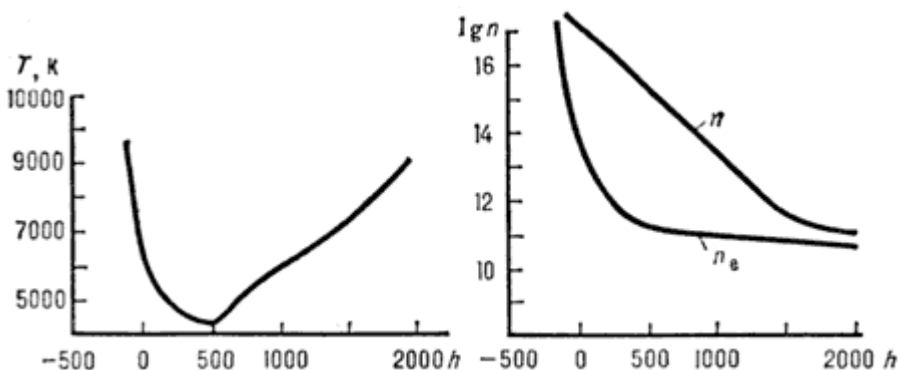
Күн атмосферасы

Конвекциялық аумақтан жоғары күн атмосферасы деп аталатын қабат орналасқан. Оның сәулеленуін біз тікелей бақылай аламыз. Күн атмосферасы негізімен үш бөліктен (қабаттан) тұрады. Олар - фотосфера, хромосфера, тәж.

Фотосфера

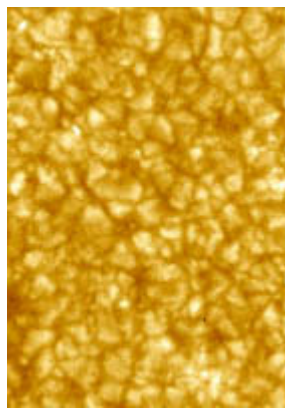
Фотосфера – Күн атмосферасының ең төменгі орасан жұқа қабаты. Оның қалыңдығы - $1/2000 R_{\text{Күн}} \approx 350$ км. Ол бізге келетін күн энергиясының бәрін дерлік сәулелендіреді: фотосфера сәулеленуі одан жоғары орналасқан хромосфера мен тәждің сәулеленуінен 10 000 кем емес есе көп. Хромосфера мен тәж фотосфераның үздіксіз оптикалық сәулеленуін еркін дерлік жібереді, сондықтан фотосфера Күнді тікелей бақылау жүрісінде Күннің ақ жарықтағы көрнекі беті сияқты көрінеді. Фотосферадағы температура ~6000 К, қысым - ~0,1 атм.

Температура мұндай болғанда тек иондану потенциалдары үлкен емес химиялық элементтер иондалған күйде болады (мысалы, натрий, калий, кальций). Басқа элементтер, олар ішінде сутегі мен гелий, көбінесе бейтарап күйде қалады. Осыған байланысты фотосферада конвекция тоқтайды, ал энергия тағы да сәулелі тасымалдау арқылы беріледі. Фотосферадағы зат тығыздығы биіктік өсуімен тез азаяды, сондықтан күн атмосферасының сыртқы қабаттары өте сиретілген. Фотосфера затының температурасы да биіктікпен кемиді, фотосфераның сыртқы қабаттарының температурасы ~4500 К. Бірақ бұл мән Күн үшін минимальды болып табылады. Жоғарырақ жатқан қабаттарда (хромосферада) температура қайта өсе бастайды екен (7.1 сурет). Бұның себептері туралы кейін сөз болады. Сөйтіп, фотосфера – Күндегі ең суық қабаты, оған байланысты ол бейтарап сутегінің Күндегі жалғыз аймағы б.т.

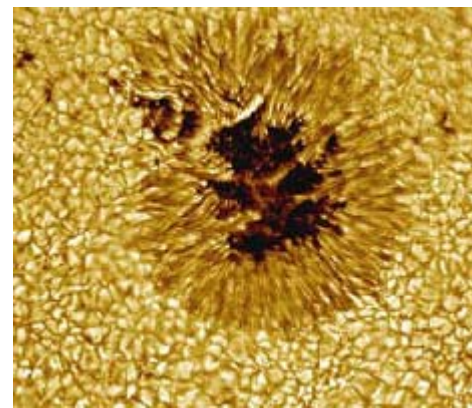


7.1 сурет - Температураның (Т), бейтарап сутегі концентрациясының (n) және еркін электрондардың (n_e) фотосфера мен төменгі хромосферадағы үлестірілуі (h – км түріндегі биіктік).

Күн беті, оны көрінетін толқын ұзындықтар аралығында телескоп арқылы бақылағанда, салыстырмалы қараңғы аймақтармен қоршалған жарық бетшелер жиынтығы ретінде көрінеді. Бұл – күн түйіршіктері (7.2 сурет), олардың өлшемдері әр түрлі болады, ортасымен алғанада - ≈ 700 км, "өмір сүру уақыты" (түйіршіктің пайда болуы мен сөнуі (жоғалуы)) - ≈ 8 мин. Түйіршіктер ені шамамен 300 км қараңғы аралықтармен бөлінеді. Түйіршіктелу себебінен болатын



7.2 сурет - Күн фотосфера-сының түйіршіктелуі.



7.3 сурет – Күн дағы

жарықтылықтың флуктуациялары жоғары болмайды: жарықтылықтың орташа айдан артықшылығы $\approx 10\%$. Түйіршіктер түрінде конвекциялық аумағының ең жоғарғы қабатындағы ұяшықтар бақыланады екен.

Түйіршіктерге қоса Күн бетінде жиі дақтар көрінеді (7.3 сурет). Телескоп арқылы жарықтау ала көлеңкемен қоршалған қараңғы овалды (оны дақ көлеңкесі деп атайды) айыруға болады. Дақтың сипатты өлшемі ≈ 35000 км, көлеңкесі шамамен екі есе кіші болады. Көлеңке қасында жіңішке (диаметрі $D \approx 700$ км) ағыншалар түрінде дақ шеттеріне қарай өтетін (ағылатын) бөлек жарық учаскелер пайда болады, олар ала көлеңкенің талшықты құрылымын түзеді. Жеке талшықтардың өмір сүру уақыты $\approx 30-60$ мин. Дақ көлеңкесіндегі сәулелі энергияның ағыны қоршаған фотосферадағыдан көрі шамамен 3 есе аз, бұл дақтағы беттік температура қоршағаннан көрі шамамен 1500 К-ге аз болғанының (≈ 6000 К мен ≈ 4500 К сәйкесінші) салдары. Дақтағы температураның төмендеуі күн магнит өрісінің конвекцияға әсерімен себептеледі. Магнит өрісі плазманың күш сызықтарына перпендикуляр бағыттағы қозғалысын (ал онымен бірге бұл бағыттағы барлық тасымалдау процестерін де - жылу өткізгіштігін, диффузияны, т.с.с.) тежейтіні туралы «Магнитгидродинамика» тақырыпта толық айтылды. Күн дақтарындағы спектрлік сызықтарының Зеeman жіктелуін зерттеу негізінде оларда күшті ($0,45$ теслаға дейін (4500 Э-ке дейін) (мысалы, Жер магнит өрісі $0,06$ милитесла)) магнит өрісі бар екендігі анықталған. Және де бұл өрістің бағыты дақ астында конвекциялық қозғалыстарды тежелетіп, энергияны терең қабаттардан даққа тасымалдады әлсірететіндей болады екен. Күн дақтар туралы «Күн белседілігі» дәрісте әлі айтылады.

Фотосферада қоршағаннан көрі жарықтау аймақтар да бақыланады, олар шырақтар (факелдер) деп аталады. Олар көптеген жіңішке жолақтар, жарық нүктелер мен түйіншектерден (факелдік түйіршіктерден) тұрады. Факелдердің пайда болуы да магнит өрісімен байланысты. Олардағы магнит өрісі қоршағаннан көрі аздап ($10-100$ есе) көтеріңкі болады (ондаған не жүздеген Эрстедке жетеді), оның бағыты тікке (вертикальге) жақын болады. Мұндай өріс қуатты конвекциялық қозғалыстарды тоқтата алмайды, бірақ оның сипатын сәл өзгерте алады. Әдетте әр конвекциялық элемент вертикаль бойынша жалпы көтерілу не түсумен қоса, горизонталь жазықтықта да шамалы бейберекет қозғалыстарды жасайды, бұл қозғалыстар конвекция элементтері арасында үйкелісті тудырып, конвекцияны тежейді. Ал магнит өріс бұл қозғалыстарды тежетіп, конвекцияны жеңілдетеді де, ыстық газға жоғары биіктікке көтеріліп, энергияның үлкендеу ағынын тасымалдауға мүмкіндік береді. уге да болады.

№8 дәріс

Хромосфера

Хромосферада әуелі сутегінің, одан кейін гелийдің де иондануына әкелетін температураның **онмындаған** Кельвинге дейін өсуі байқалады. Мұндағы қысым - $\sim 10^{-6}$ атм.

Жоғарыда фотосфера сәулеленуі одан жоғары орналасқан хромосфера мен тәждің сәулеленуінен $10\ 000$ кем емес есе көп болатыны айтылған. Сондықтан, күн тұтылу уақытынан басқа кездерді, хромосфера мен тәжді тікелей бақылауға болмайды. Сонда, оларды бақылаудың екі әдісі мынадай. Бірнішісі – Күн дискін жасанды түрде экрандау. Екіншісі мынамен байланысты: фотосфераның кейбір жиіліктердегі сәулеленуі үшін хромосфера мен тәж мәлдір емес болып табылады, сондықтан бақылаушыға жететін бұл сызықтардағы сәулелену фотосферадан жоғары қалыптасады. Бұл сызықтарды зерттеу хромосфера мен тәждегі физикалық шарттарды анықтауға мүмкіндік береді.

Күн дискінен тыс хромосфера бойлығы $\approx 10\,000$ км сәулелендіретін (эмиссиялық) қабат түрінде көрінеді. Төменгі хромосфера (Күн шетінен ≈ 1500 км биіктіктерге дейін) әлсіз үздіксіз спектрді сәулелендіреді, оған қабаттасқан көптеген эмиссиялық (көбінесе әлсіз) сызықтар көрінеді. Күн дискіне проекциясында олар фотосфералық сәулелену аясында жұтылу сызықтар ретінде бақыланады. Бейтарап темір (FeI), титан (TiI), т.с.с.-ң сызықтарын бақылау мәліметтері бұл қабаттың температурасы төмен ($T \approx 5000$ K) екенін, ~ 1000 км биіктікте сутегі атомдарының концентрациясы $n_H \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ екенін көрсетеді.

Эмиссиялық сызықтар қарқындылығының биіктікпен кенет азаюы тығыздықтың экспоненциаль заң бойынша төмендеуіне сәйкес келеді. >1500 км биіктіктерде газдың тығыздалған аймақтарына сәйкес келетін жарықтылығы көтеріңкі учаскелер бақыланады, және кейбір (әр сызыққа сипатты) биіктікте оқшауланған хромосфералық спикулалар деп аталатын газ бағаналарының жарқырауы бақыланады. Олардың диаметрлері ~ 1000 км, көтерілу не түсу жылдамдықтары ≈ 20 км/с, өмір сүру уақыты - бірнеше мин. Жоғары биіктіктерге спикулалардың аз саны жетеді, $h \approx 3000$ км биіктікте олар күн бетінің шамамен 2% алады. Спикулалар фотосферадағы магнит өрістердің күрделі құрылымына байланысты пайда болады.

1500 км жоғары биіктікте хромосфера салыстырмалы тығыз ($n_H \approx 10^{10}-10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 6000-15000$ K) газ талшықтары мен олар арасында орналасқан әлде қайда сиретілген (тәждік түрдегі) газ ағыншаларының жиынтығы болып көрінеді. $4-5$ мың км –ден жоғары тек спикулалар қалады. H_α неК (CaII) сызықтарда бақылағанда, хромосфера өлшемдері бойынша түйіршіктерден сәл үлкендеу ұсақ түйіншектер түрінде көрінеді. Бұл түйіншектер диаметрлері $(2-3) \cdot 10^4$ км ірі ұяшықтарға бірігеді, олар бүкіл дискті қамтып, хромосфералық торды құрайды. Ұяшықта газ центрінен шеттеріне қарай $0,3-0,4$ км/с жылдамдықпен ағады. Магнит өрісі ұяшақтар шеттерінде күшейген болады да, $10-15$ Э құрайды. Мұндай түзілістің орташа өмір сүру уақыты тәулікке жақын болады. Дискте көрінетін спикулалар да тор ұяшықтарының шекараларына қарай қоюланады.

Хромосфералық тор ірі масштабты конвекциялық қозғалыстармен – асатүйіршіктелумен байланысты қалыптасады деп саналады. Иондалған газдың ұяшық центрінен шеттеріне қарай горизонталь бағыттағы ағылуы күш сызықтары тік дерлік әлсіз магнит өрісін өзімен бірге әкетеді (плазма мен магнит өрісінің әсерлесуі туралы – «Магнитгидродинамика» тақырыбында), сондықтан тор шекларында магнит өрісі күшейіп, бұл аймақтар жарқырауын қарқындатады (бұл құбылыс факелдердің түзілуіне ұксас). Хромосфераның активті учаскілері дискке проекциясында (H_α сызықта) қараңғы жіңішке талшықтармен – фибриллалармен түйіскен флокулалар деп аталатын жарық аймақтар болып көрінеді. Бұл жіңішке (ені $1000-2000$ км, ал ұзындығы $10\,000$ км) талшықтар жүйелері әдетте магнит өрісінің полярлығы (үйектігі) қарама-қарсы аймақтарды байланыстырады. Ескі дақтар үстінен талшықтардың әдетте болатын радиал оранласуы бұзылады – циклон тәріздес құйынды құрылым түзіледі.

Жалпысында хромосфераның сәулелендіру қарқындылығы (хромосфералық эмиссия) жоғары болмайды.

№9 дәріс

Тәж

Тәж – Күн атмосферасының ең сыртқы және сиретілген қабаты басталады. Хромосфера мен тәж арасында жұқа ауыспалы қабат жатыр, ода температура

кенет $\sim 10^4$ К-нен ~ 1 млн К-ге дейінгі көтеріледі. Тәж күннің толық тұтылуы кезінде бірнеше Күн радиусына дейін созылатын күміс түсті жарқырау түрінде көрінеді (9.1 сурет). Тәж жарқырауы – еркін электрондарда шашыраған фотосфера сәулеленуі. Оның қарқындылығы бойынша тәж табанындағы электрондар (және протондар) концентрациясы $\approx 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ және ол биіктікпен айтралықтай азаяды. Сөйтіп, күн тәжін аса сиретілген газ құрайды, сондықтан тәжге өтетін әлсіз де магнит өрістер оның динамикалық сипаттамалары мен құрылысына елеулі әсер етеді. Фотосуреттер көрсеткендей, тәж біртекті түзіліс болып табылмайды: үйектер (полюстер) маңайында **тәждік**, төмендеу ендіктерде доғалар мен тәждік сәулелер көрінеді. Төменде жатқан өрістердің жалғасы болып табылатын тәждік магнит өрістері баяу өзгереді, бұған сәйкес тәж құрылымы да жетерліктей тұрақты болады, елеулі өзгерістер бірнеше жыл ішінде өтеді.

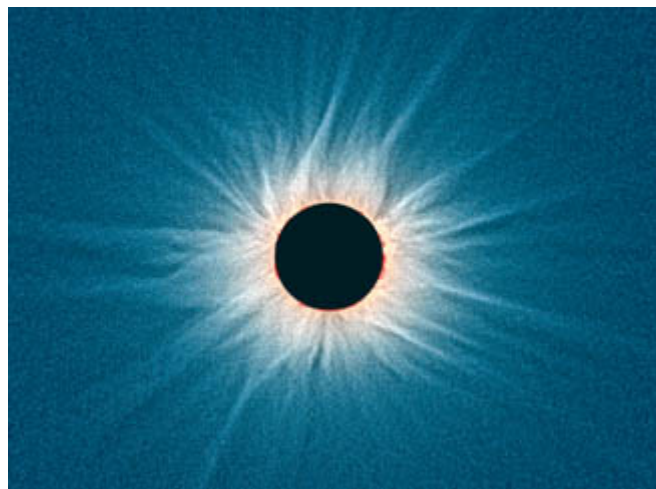


Рис. 9.1 - Күннің толық тұтылуы кезінде суретке түсірілген тәж

Ішкі тәждің температурасы - $\sim 1,5$ млн К, қысымы - $6 \cdot 10^{-8}$ атм. Тәждің мұндай жоғары температурасы көптеген тәуелсіз анықтамалармен расталады. Мысалы, тәждің бірнеше эмиссиялық сызықтар – жасыл (толқын ұзындығы $\lambda = 5303 \text{ Å}$), қызыл ($\lambda = 6374 \text{ Å}$), т.б. тоғыздан он төртке дейін электрондарынан айырылған жоғары иондалған Fe, Ni және Ca атомдарымен жіберілген сызықтар екені табылды. Электрондардың үзілуі ауыр (сондықтан аз қозғалатын) қозғалғыш электрондармен соқтығу нәтижесінде болғандықтан, электрондардың кинетикалық энергиясы өте жоғары болу керек ($\sim 1,5 \cdot 10^6$ К тең электрондық температураға сәйкес болу керек). Одан басқа, барометрлік формула бойынша тәждің өте үлкен бойлығы, тығыздығының биіктікпен баяу азаюы тек $T \approx 1,5 \cdot 10^6$ К жағдайда байқалуы мүмкін. Радиоауқымындағы толқын ұзындығы 1 м көп толқындар үшін тәж мөлдір емес болады да, температурасы 10^6 К дене сияқты сәлеленуді шығарады.

Қысқатолқынды ($\lambda = 400 \text{ Å}$) аймақта $T \approx 1,5 \cdot 10^6$ К сиретілген газдың спектріне сәйкес иондардың негізгі (резонанстық) сызықтардың жиынтығы байқалады. Жылдамдықтарының жылулық шашылуына байланысты жоғарыиондалған FeX-FeXIV атомдарының спектрлік сызықтарының ендігі 10^6 К көп температураға сәйкес екен. Тәж температурасының осындай жоғары болғаны күн желінің қалыптасуында шешуші ролді атқарады, сондықтан Күннің сыртқы атмосферасының қыздырылу механизмдері толығымен келесі дәрісте қарастырылады.

Тәждің белсенді аймақтарындағы – тәждік конденсациялардағы – плазма қоршаған аймақтардағыдан көрі шамамен 3 есе тығыз болады. Конденсациядағы орташа температура әдетте $\approx 1,5 \cdot 10^6$ К болады, бірақ күн дақтарымен жанасатын аймақтарда тәж плазмасы $\sim 10^7$ К.

Кеңістіктік ажырату жоғары суреттерде тәждік конденсациялар тұзақтардың (аркалардың) жиынтығы түрінде көрінеді. Бұл тұзақтар магнит күш сызықтарының «шоқтары» болып табылады. Магнит өрісі өзіне перпендикуляр тасымалдау процестеріне кедергі жасайтындықтан бөлек тұзақтар бір бірінен оқшауланған болады. Тұзақ төбесінде энергия шығарылса (мысалы, толқындар өшу салдарынан, келесі дәрісті қараңыз), жылу күш сызықтары бойымен төмен қарата таралады да, тұзақ табанындағы тығыз газды қыздырады, бұл газ тұзақтың тәждік бөлігіне «бұланады».

Тәждің кейбір тынық жерлерінде тұзақтар жоқ болады. Рентген сәулеленудегі жарықтылығы төмен болғанына байланысты бұл аймақтарды тәждік жыртықтар деп атайды. Олардағы магнит күш сызықтары алыс



9.2 сурет - Протуберанец

планета аралық кеңістікте тұйықталады, сондықтан бұл аймақтағы зат магнит күштермен ұсталынбай, кедергісіз планета аралық кеңістікте ағылып кетеді. Тәждің бұл аймақтарда тығыздық азаяды, газдинамикалық ағынның қалыптасуына энергия көп жұмсалатынына байланысты температура да тәждік тұзақтардағыдан көрі төмен болады. Бұл рентген жыртықтардың рентген сәулеленудегі жарықтылығы тынық тәжге қарағанда төмен болатынын түсіндіреді.

Сиретілген тәжде $\frac{1}{3} R_{\odot}$ дейін жайылып жататын, не қозғалатын салыстырмалы суық және тығыз ($n = 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10^4 \text{ К}$) газ бұлттары болып табылатын күн протуберанецтер де оранласады (9.2 сурет). Олардың пішіні таң қаларлық болады (диффуздық түзілістер, доғалар, **воронкалар**, т.с.с.), оларда өте күрделі түрдегі қозғалыстар бақыланады. Протуберанецтердегі

физикалық шарттар хромосфералықтарға жақын. Протуберанецтердің пайда болуы, қозғалыс траекториялары, ұзақ уақытта жойылмауы магниттік керілу мен магниттік серпімділік күштерінің әрекетімен себептеледі. Олар күн дақтары мен белсенді аймақтарының магнит өрісі ұстап тұратындықтан, Күн бетіне түспей, жеткілікті ұзақ (бір жылға дейінгі) уақыт ішінде өмір сүреді.

№10 дәріс

Күн тәжінің қыздырылу механизмдері

Қазіргі заманғы түсініктер бойынша Күн атомсферасының сыртқы қабаттарының мұндай күшті қыздырылуы конвекциялық аумақтың жоғарғы бөлігінде пайда болатын механикалық және гидромагниттік соққы толқындар энергияны ішкі қабаттардан хромосфера мен тәжге тасымалдайтынымен себептелінеді.

Жоғарыда конвекция ұяшықтар түріндегі конвекциялық элементтерге бөлініп жүретіні және тікелей фотосфера астында конвекция қозғалысының жылдамдығы ерекше жоғары, Күн үшін 1-2 км/с тең мәніне жететіні, яғни, конвекциялық алқапта конвекция қарқындылығы айрықша күшті болатын жоғарғы қабатын бөлуге болатыны туралы айтылды..

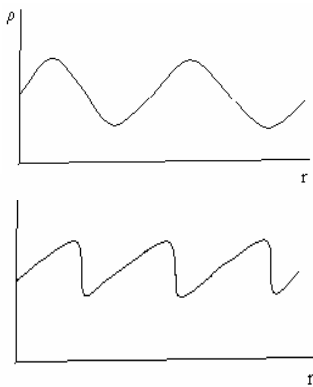
Фотосфераданың бейтарап газында, ол иондау энергияның қорына ие болмағандықтан, ортаға қатынасты орнықты температура айырмашылығы бар элементтер пайда бола алмайды. Сонымен қатар, сәулелендіруден болатын энергия шығындары нәтижесінде температура кенет азаяды да, оның жоғарыға қарай ортаюының жылдамдығы баяуланады. Бұл екі себептен конвекциялық алқаптың ең жоғарғы қабаттарында, тікелей фотосфераның астында конвекция шұғыл тоқтайды да, конвекциялық қозғалыстар кенет тежеледі. Сөйтіп, фотосфера төменнен конвекциялық элементтермен бомбылап тұратын сияқты болып шығады. Бұл соғулар нәтижесінде фотосфера меншікті тербелістерінің жиіліктігіне сай мерзіммен (~5 мин) тербеле бастайды. Бұл фотосферада пайда болған тербелістер мен ұйытқулар табиғаты бойынша ауадағы дыбыс толқындарға жақын толқындарды туғызады. Олар жоғарыға қарай тараған сайын зат тығыздығы кемиді де, толқынмен тасымалданатын энергия саны азайғанбөлшектер арасында үлестіріледі. Мұның нәтижесінде толқындар жоғарыға қарай таралғанда, олардың амплитудасы бірнеше километрге дейін артады да (толқын қарқындылығы $I \sim a^2$, мұндағы a – толқын амплитудасы) толқындар соққыларға айналады.

Соққы толқын дегеніміз не? Ол – газ асадыбысты жылдамдықпен (яғни орта бөлшектерінің жылулық жылдамдығынан жоғары жылдамдықпен) қозғалған кезде пайда болатын, ішінде газдың тығыздығы, қысымы, температурасы, иондау дәрежесі мен басқа да сипаттамаларының кенет, секірмелі түрде өзгеруі байқалатын толқын. Ішінде газ сипаттамалары кенет өзгертін жұқа қабат (ұйытқыған және ұйытылмаған газды болатін қабат) соққы толқынның шебі деп аталады.

Соққы толқындар қалай пайда болатынын түсіну үшін мына мысалды қарастырайық. Түтікшеге қамалған газды алып, оған поршень кіргізе бастайық. Поршень алдындағы газ қозғала бастап, сығылады да, қысым градиенті пайда болады, оның нәтижесінде поршень алдынан кеінгі қабаттар да қозғала бастайды. Қозғалыс күйі газда дыбыс жылдамдығымен беріледі. Егер поршень жылдамдығы дыбыс жылдамдығынан аз болса, онда дыбыс толқыны поршеннен тез қозғалып, одан кетеді де, біртіндеп түтікшедегі газдың бәрі шамамен поршень жылдамдығымен қозғала бастайды. Егер поршень жылдамдығы дыбыс жылдамдығынан көп болса, онда дыбыс толқыны поршеннен кетуге және газ сығылуы аймағын үлкен қашықтыққа жылжытуға үлгірмейді, сондықтан газ тек тікелей поршень алдында сығылады. Поршень алдындағы газдың тығыздығы өскен сайын, оның температурасы да өседі (бұл процесті адиабаттық деп қарастыруға болады), сондықтан бұл аймақтағы дыбыс жылдамдығы өседі ($v_{\text{дыб}} = \sqrt{\gamma p / \rho} = \sqrt{\gamma R T / M}$, мұндағы $v_{\text{дыб}}$ – дыбыс жылдамдығы, γ –

газдың адиабата көрсеткіші, p – қысым, ρ – тығыздық, R – газдың универсал тұрақтысы, T – температура, M – молярлық масса), бір кезде ол поршень жылдамдығынан асып кетеді де, сығылу аймақтың поршеннен алға қарай жылжуы мүмкін болады. Сонымен, газ екі бөлімнен тұрған болады: біреуі, поршенге тірелген, сығылған болады, басқасы ұйытқымаған және қозғалмайтын болып қалады. Қозғалмайтын газ қабатының соңынан қабаты поршень алдындағы газдан түрткі алып қозғала бастайды. Қозғалып тұрған және қозғалмаған газ арасындағы шекара айқын болады, ол соққы толқынның шебі болып табылады. Соққы толқын шебінің өтуі газ қасиеттерінің кенет өзгеруіне әкеледі, олар секірмелі түрде өседі.

Дыбыс толқыны оның амплитудасы артса да соққыға айналуы мүмкін. Бұның себептерін түсіну үшін, жалпы дыбыс толқын дегеніміз не екенін есімізге түсірейік. Ол газ бөлшектері тербеле бастағанда пайда болатын, кеңістікте таралатын кезектесетін сығылу және сиретілу газ аймақтары. Және де газ сығылған аймақтарда $v_{\text{дыб}}$ газ сиретілген аймақтардағыдан көрі (және ұйытылмаған ортадағыдан көрі) көбірек болады (газ сығылған аймақтарда температура өсетінін есіңізде ұстап, дыбыс жылдамдығы үшін формуланы қараңыз). Толқынның амплитудасы өскен сайын сығылу аймақтарындағы (өркештердегі) газдың тығыздығы, демек температурасы да, өсе береді, өйткені бұл аймақта жиналған бөлшектердің саны өсе береді (олар бұл аймаққа үлкендеу қашықтықтан жиналады). Ал сиретілу аймақтарындағы газ тығыздығы, демек температурасы да, амплитуда өскенде кемиді. Яғни, амплитуда өскен сайын сығылу аймақтарындағы $v_{\text{дыб}}$ өсе беріп, сиретілу аймақтарындағы $v_{\text{дыб}}$ азая береді. Демек, амплитуда өскен сайын сығылу аймақтары сиретілу аймақтарын қуа бастайды да, амплитуда белгілі мәнге дейін артқанда, қуып жетеді дерлік.



Сонда, амплитудасы үлкен емес дыбыс толқыны таралып жатқан газ тығыздығының кеңістіктегі лездік үлестірілуін графикке тұрғызсақ, мынаны көреміз (жоғарғы сурет). Яғни, тығыздық кеңістікте біртіндеп өзгереді.

Ал дыбыс толқынының амплитудасы өте жоғары болған жағдай үшін мынадай графикті тұрғызуға болады (төменгі сурет). Яғни, бұл жағдайда газ тығыздығы мен басқа сипаттамалары кеңістікте кенет өзгертін жұқа қабат түзіледі. Әрине, бір кезде өркештер ойыстарды қуып жетіп, одан әрі оза алатын еді. Бірақ олай болмайды. Өркеш пен ойыс арасындағы қашықтық (яғни толқын шебінің қалыңдығы) орта бөлшектерінің еркін жол ұзындығымен салыстырмалы болғанда, сипаттамалар кенет өзгертін барлық қабаты (шебі) ортадағы дыбыс жылдамдығынан жоғары жылдамдықпен таралатын соққы толқын пайда болады (толқын соққыға айналады).

Газдың реттелген, бағытталған қозғалыс энергиясының ретсіз, жылулық қозғалыс энергиясына ауысуының жылдамдығы газ тығыздығы, температурасы және т.б. градиенттеріне тура пропорционал болғандықтан, бұл градиенттер жоғары болатын соққы толқын шебі ішінде газдың асқындыбысты қозғалыс энергиясының жылулыққа қарқынды диссипация байқалады.

Сонымен, фотосферада конвекция элементтерінің қозғалысы нәтижесінде пайда болған толқындар жоғарыға, хромофера мен тәжге қарай таралғанда соққыларға ауысады да, мұның нәтижесінде хромофера мен әсіресе тәжде тез өшіп, Күн атмосферасын жылытады.

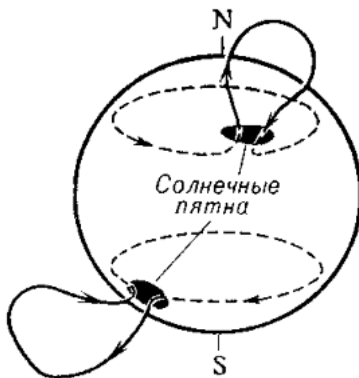
Күн ішіндегі магнит өрістер хромофера мен тәждің плазмасына қатырылған болады, сондықтан конвективтік қозғалыстармен фотосферада туғызылатын механикалық толқындармен бірге магнитгидродинамикалық толқындар да пайда болады, олар да жоғарыға қарай таралу барысында сөніп (бұл құбылыстың себептері механикалық толқындар үшін қарастырылғандай), хромофера мен тәжді қыздырады.

№11 дәріс

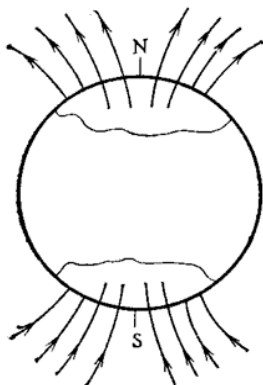
Күн магнит өрістері

Күн магнит өрістерінің пайда болуы гидромагниттік динамомен, яғни магнит өрісін өткізетін ортаның гидродинамикалық қозғалыстарымен қолдаумен байланысты. Қазіргі заманғы түсініктер бойынша Күнде күш сызықтары меридионал жазықтықтарда жататын полоидал және әр нүктеде меридионал жазактыққа перпендикуляр тороидал (азимутал) магнит өрістері бар.

Солтүстік (N) және оңтүстік (S) жарты шардағы тороидал (азимутал) өрістің бағыты әр-түрлі екен. Тороидал өрістің ең байқамды білдірілуі – күн дақтардағы магнит өрісі. Күн дақтардағы магнит өрісінің максимал кернеулігі ~ 4000 Э-ке жетеді ($B \approx 4000$ Гс).



1 сурет - Фотосфера астындағы жалпы азимутал магнит өрісінің Күн бетіне көтерілу нәтижесінде түзілетін күн дақтарындағы магнит өрістері.

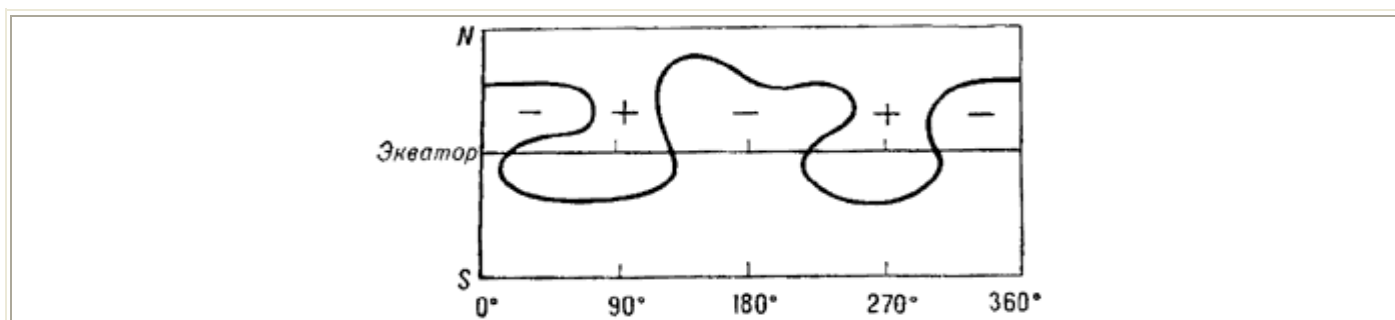


2 сурет – Күннің ірімасштабты магнит өрісінің осі бойынша симметриялы құраушысы.

Өрістер әрдайым күн бетіне шығып кетсе де, байқаулар жетерсіз терең аймақтарда пайда болады. Күн магнит өрістері бар екенін біз тек олар Күн беті астынан сыртына шыға алатынына байланысты білдік. Қазір белгілі болғандай, Күн ядросында кернеулігі 10^6 Гс-қа жететін алғашқы магнит өрісі жасырылған болуы мүмкін.

1953 жылы американдық астроном Бэбкок Күн магнит өрістерінің әлдеқайда әлсіздеу дипольдік құраушысын ашты. Бұл дипольдің магнит моменті Күннің айналу осі бойымен бағытталған, сондықтан бұл құраушы полоидал болып табылады. Бұл құраушы үйектік (полустік) аймақтарда ең анық көрінеді (білінеді).

XX- ғасырдың 70- жылдары күн магнит өрістерінің кернеулігі бойынша шамамен полоидал өрістей әлсіз аксиал симметриясыз ірі масштабты құраушысы табылды. Ол радиал құраушысы әртүрлі кеңістіктік секторларда әр түрлі бағытталған планета аралық магнит өрістерімен (ПМӨ) байланысты болып шықты. ПМӨ-ң төрт секторлы құрылымы осі Күн экватор жазықтығында жатқан Күндегі квадрупольге сәйкес, кейде ПМӨ-ң екі секторлы құрылымы байқалады, ол Күндегі дипольге сәйкес болады (ПМӨ және оның секторлық құрылымы туралы толығырақ келесі тақырыптан қара).



3 сурет - Күннің іріауқымды магнит өрістерінің радиал құраушысы. Қысық магнит өрісінің радиал құраушысын оң және теріс бағытталған аймақтарға бөледі. Магнит өрісінің оң бағыты деп магнит өрісінің күш сызықтары күннен сыртқа қарай шығатын жағдайды айтады. Магнит өрісінің теріс бағыты деп күш сызықтары Күнге қарай бағытталған (Күнге кіретін) жағдайды айтады.

Тұтасымен алғанда, Күннің іріауқымды магнит өрістері жеткілікті күрделі болып табылады. Ұсақ масштабтарда өрістің одан да күрделі құрылымы табылды. Байқаулар кернеулігі $2 \cdot 10^3$ Э жететін ұсақауқымды инетәрізді өрістердің барлығын көрсетті. Ұсақ масштабты өрістер Күн бетінде байқалатын конвенциялық ұяшықтармен де байланысты.

Күн магнит өрістеріндегі өзгерістер мынадай сипатта болады. Ұсақауқымды магнит өрістер реттелген емес, бейберекет (хаустық) түрде өзгереді. Осі бойынша симметриясыз өрістің секторлық құрылымы шамамен Күннің өз осі айналу мерзімімен өзгереді. Ал полоидал мен тороидал ірімасштабты өрістер квазипериодты түрде, шамамен 22 жылға тең мерзімімен өзгереді. Диполь құраушысының төңкерісі және азимутал өріс бағытының алмасуы әр 11 жылда болады.

№12-13 дәріс

Күн белсенділігі туралы түсінік. Күн белсенділігінің циклдері

Күн магнит өрістері күн бетіне шыққанда, түрлі стационар емес процестер жүре бастайды, белсенді аймақтар түзіледі («Күн атмосферасы» тақырыпта олардың көбісі туралы айтылған). Олардың бәрі күн белсенділігінің білінулері болып табылады. Күн белсенділігінің деңгейін сипаттайтын көптеген шамалар қолданылады, оларды күн белсенділігінің индекстері деп атайды. Олар ішіндегі ең жиі қолданылатын – Вольф сандары: $W = 10g + f$, мұндағы g – дақ топтарының саны, f – Күннің көрінетін жартышарындағы дақтардың толық саны.

Ұзақ уақыт бойы КБ өзгерісі кездейсоқ деп ойлады. Бавариялық әуезқой астроном Генрих Швабе 1826-1843 жылдар аралығында жеке бақылау жасап, күн дақтары санының максимумдар мен минимумдері периодты түрде пайда болатынын байқады. Кейінірек Швейцариядағы Цюрих обсерваторияның директоры Рудольф Вольф Швабе бақылауын, яғни күн белсенділігінің периодты түрде өзгертетінін растады да, КБ өзгерісінің периодын тапты – 11,2 жыл.

Хэйл күн белсенділігі көрсеткіштерінің бірі болып табылатын күн дақтарындағы спектрлік сызықтарының Зеeman жіктелуін тіркеген де, күн белсенділігінің 11 жылдық циклі мерзімі ~22 жылға тең Күн магнит циклінің бөлігі болып табылатындығын көрсеткен. Біртіндеп Күн бетіндегі және Күн беті үстіндегі барлық реттелген емес құбылыстар Күн бетіне шығатын магнит өрістерімен себептелінетіні айқындалды.

11 жылдық циклінің басында, Күн белсенділігінің минимумынан кейін, Күн экватордан жеткілікті алыс, $\sim 30^\circ - 40^\circ$ ендікте, күшті азимутал магнит өрісімен бірге күн дақтары пайда болады. Цикл жүрісінде дақтар аумағы (азимутал магнит өрісімен бірге) экваторға қарай түседі, және де $\sim 15^\circ$ дейін магнит өрісі, Күн дақтар ауданы мен саны өседі (ол Күн белсенділігінің максимумы болып табылады), ал одан соң, $\sim 8^\circ$ дейін қозғалғанда, арғы (қарама- қарсы) жартышардың өрісімен әлсізденіп, азаяды (ол КБ-ң келесі минимумы болып табылады). Одан кейін жоғары

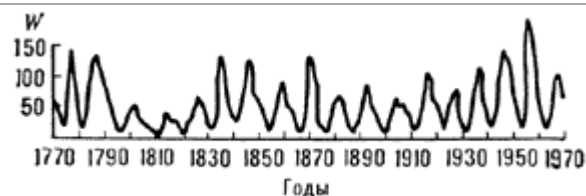


Рис. 12.1 - Цикличность активности Солнца за период с 1770 до 1970 г.

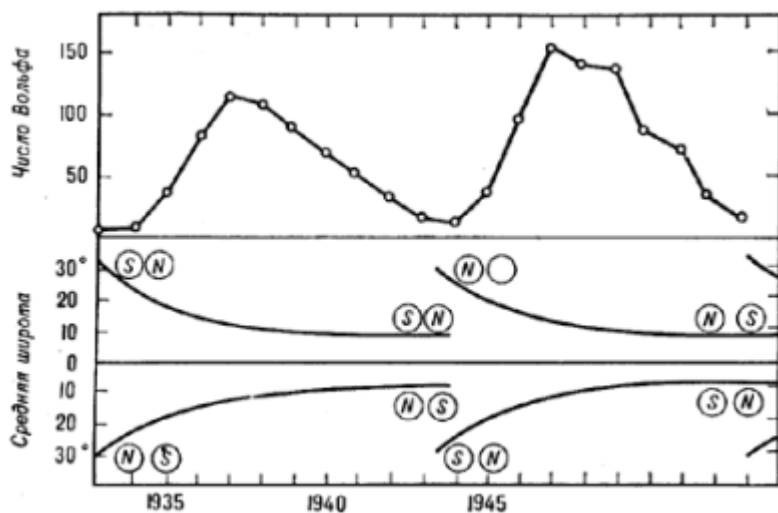


Рис. 12.2 - Изменение среднегодовых чисел Вольфа и средней широты пятен в 1933-54 гг. Кругами с буквами S и N показана полярность пятен. В следующих друг за другом циклах полярности ведущего и замыкающего пятен противоположны.

эндиктерде жаңа циклінің дақтары (азимутал өрістермен бірге) пайда болады. Бұл заңдылықтар тек Күн дақтарына ғана емес, басқа да белсенді аймақтарға жарамды. Әдетте дақтар жалғыз емес, топ- тобымен кездеседі, және де топта олар көбінесе екі - жетекші (батыс) және тұйықтаушы (шығыс) — дақтар айналасында қоюланады. Жетекші және тұйықтаушы дақтардағы магнит өрістер полярлығы қарама- қарсы болады (N(+)) және S (-)), және де дақтар үстіндегі белсенді аймақтың құрылымы өрістің күш сызықтары бір дақтан шығып, екінші даққа кіретіндей болатындығын көрсетеді. Бір цикл ішінде бір жартышардағы барлық жетекші дақтар бірдей, басқа жартышардағы жетекші дақтарға қарама- қарсы, үйектелген (полярланған) болады. Бұл екі жартышардағы азимутал өрістің бағыты

қарама- қарсы болатындығын көрсетеді. Келесі циклде полярлықтардың барлығы керісіншеге ауысады. Американдық астрономдар Бэбкок пен Лейтон түсініктері бойынша, белсенді аймақтардың тұйықтаушы бөліктерінің қалдықтары, ұзақ уақыт ішінде жойылмайтын протуберанецтермен бірге, Күннің сәйкес үйектеріне (полюстарына) ығысады да, содағы әлсіз полярдал өрісті теңестіріп, кері таңбалы өрісті түзеді. Үйектік күн магнит өрістері максимал кернеулігіне (~ 1 Э) күн белсенділігі циклінің минимумы қасында жететді де, Күн белсенділігі максимумы кезеңінде жойылып, таңбасын ауыстырады. Сонымен, үйектік аймақтардағы құбылыстардың төмен ендіктердегілерден, белсенді аймақтар қалдықтарының экватор аймақтарынан үйек (полюс) аймақтарына ығысу уақытына байланысты, фаза бойынша артта қалуы байқалады. Мысалы, азимутал өріс таңбасын Күн белсенділігінің минимумында ауыстырса, полярдал (үйектік) өріс таңбасын Күн белсенділігінің максимумында ауыстырады. Паркер түсініктері бойынша таңбасын ауыстырған кезде полярдал өріс жойылмайды, бағытының өзгеруі дипольдің төңкерісі сияқты болады.

Белгілі магнит жағдайына (яғни қаланған жартышардағы азимутал және үйектік (полюстық) магнит өрістердің белгілі үйектілігіне) қайта келуі 22 жылдан кейін болады, яғни магнит циклінің мерзімі 22 жылдан тұрады.

Мұнда келесіні ескерту керек. 11 жылға тең күн белсенділігі циклінің мерзімі (яғни 22 жылға тең магнит циклінің мерзімі) статистикалық (орташа) мерзімі болып табылады, күн белсенділігінің нақты периоды ~ 7 жылдан ~ 15 жылға дейін өзгереді.

КБ өзгерісінде 11 жылдық циклінен басқа да циклдер бар. 1950 жылы күн белсенділігіндегі периоды шамамен 80 – 100 жыл ғасырлық цикл анықталған. Оған қоса 55,52 және 2,3 периодтар белгілі, олар күндегі құбылыстарда ғана емес, сонымен қатар геоэффектік құбылыстарда бақыланады.

Одан да ұзақ уақыт шкаласында күн циклі тағы бір жұмбақ көрсетеді – кейде бірнеше 10 жыл ішінде күн белсенділігі азайған болып тұрады. Уақыт бойынша бізге ең жақын және оны растайтын астрономиялық деректер бар жалғыз мұндай период 1645 – 1715 жылдары болған Маундер минимумы деп аталады. 70 жыл ішінде Күнде дақтар мүлдем болмаған немесе Вольф санының кішкентай мәніне сәйкес келген. Жанама мәліметтер бойынша (олар ішіндегі ең маңыздысы - ағаштар жүзікшелеріндегі көміртегінің ^{14}C радиобелсенді изотоп концентрациясының өзгерісі), біздің мыңжылдықта төмендеген күн белсенділігінің басқа да периодтары бөлініп алынды: 1420-1530 жылдары (Шперер минимумы), 1280 – 1340 жылдары (Вольф минимумы) және 1010 – 1050 жылдары (Оорта минимумы). Мұндай минимумдардың табиғаты әлі де белгісіз, бірақ беттік белсенділіктің периодтылығы спектрлік класы күндікіндей жұлдыздарға тән ерекшелік болып табылатынына куәлар бар.

Жалпы мойындалған болып КБ-ң тек 11- жылдық және ғасырлық циклдері табылатынын атап өтейік. Басқа периодты құраушылар бар не жоқ екеніне әр түрлі көзқарастар бар, өйткені бірдей мәліметтерді өңдеу барысында әртүрлі зерттеушілер қайшы нәтижелерді алады. Бұның себебін түсіндіретін болсақ, біріншіден периодты құраушыларды бөліп алу үшін әртүрлі әдістерді қолданылады, екіншіден алғашқы қатарға әртүрлі фильтрация түрлерін қолданылу немесе қолданылмау мүмкін.

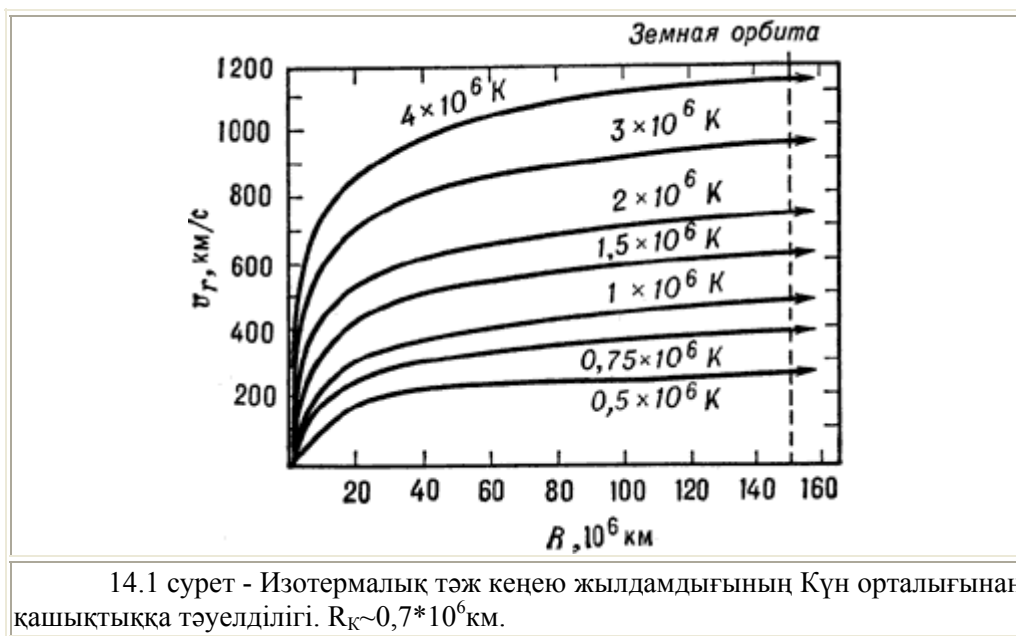
КБ-ң периодты өзгерісі – бұл бір қызықтырарлық, жұмбағы әлі күнге дейін шешімі жоқ құбылыс. Кейбір оқымыстылардың пікірлерінше мұның негізінде ішкі механизмдер жатады (бұл күн белсенділігінің эндогенді теориялары деп аталады), ал басқалары КБ периодты ауысуының себебі – сыртқы (немесе экзогенді) факторлар болып табылады деп тұжырымдайды, бұл сыртқы факторлар ішіндегі ең жиі қарастырылатын – Күн бойымен айналатын планеталардың гравитациялық күштің әсері.

№14 дәріс

Күн тәжінің кеңеюі. Күн желі

Паркер тәждің осындай жоғары температурасын ескеріп, Күннің гравитациялық өрісіндегі тәж үшін гидродинамикалық теңдеуді шешті. Паркер тәжге екі қарама-қарсы күш әрекет етеді деп есептеді – Күн орталығына бағытталған гравитациялық күш және сыртына бағытталған қысым күші. Басқа әсер етуге мүмкін күштің - жұлдызаралық орта қысымының Күн қасындағы әсері аталмыш күштерге қарағанда елеуейтіндей аз болып қарастырылды (бұл дерек тәжірибемен расталады).

Нәтиже мынадай болып шықты. Тәждің температурасы жоғарыда айтылғандай болса, ол гидростатикалық тепе-теңдік күйде бола алмайды: гравитациялық өрістің қысымы тәждің термодинамикалық қысымын теңестіре алмайды (гравитациялық күш термодинамикалық қысым күшінен әлсіздеу болып шығады), демек, тәж кеңейеді. Паркердің шешуі бойынша (бұл кейін тәжірибемен де расталды) тәж кеңеюі 14.1 суреттегідей болады.



Яғни Күн маңында кеңею жылдамдығы нөлге жақын (ол түсінікті), Күннен кейбір (алыс емес) кризистік қашықтықта v_c сындық мәнінен өтеді де, асадыбыстыға жетеді. Сындық нүкте, егер тәж температурасы кейбір $T = GM_K m / 4k\gamma R_K$, мұндағы m -протонның массасы, γ -адиабата көрсеткіші, мәнінен аз болса, Күн бетінен жоғары орналасады. Ал тағы бір қашықтықтан бастап v_c өзгермейді, дерлік.

Сонымен, Паркер Күннен сыртқа қарай тәж плазмасының үздіксіз ағыны болуға тиісті екендігін көрсетті. Бұл ағын Күн желі деп аталады да, шамамен радиал, бірақ изотропты емес таралады. Эксперимент тәж плазмасының ағындарын екі топқа бөлуге болатындығын көрсетті. Ол баяу ағындар ($v \sim 300 \text{ км/с}$) және шапшаң ағындар ($v \sim 600-700 \text{ км/с}$). Күн желі ағындарының бұл екі тобының бар болуын тәждің әртүрлі аймақтарындағы Күн магнит өрісінің әртүрлі геометриясымен түсіндіруге болады.

Мысалы, тұтылу кезінде тәждік жасыл сызығының жарығында алынатын кеңістіктік айырушылығы жоғары суреттер және радио- мен рентген бақылаулар мынаны көрсетті: тәждің тәждік конденсациялары деп аталатын белсенді аймақтары мен тынық барлық дерлік тәждегі (тәждің тәждік конденсациялары деп аталатын белсенді аймақтары мен тынық тәждегі) зат магнит күш сызықтарының шоқтары болып табылатын тұзақтарда (аркаларда) шоғырланған екен (тынық аймақтардағы тұзақтар айқынсыздау білдірілген). Жоғарыда айтылғандай, магнит өрісі энергияның күш сызықтары бойымен тасымалдануына бөгет болып шықпайды, бірақ өріске көлденең бағыттағы тасымалдау құбылыстарын елеулі түрде қиындатады. Сондықтан тәж затының планета аралық кеңістікке ағылуы қиындаған болады (ол магнит күш сызығына көлденең болады, мысалы, «Күн магнит өрістері» дәрістегі 1 суретті қараңыз).

Бірақ зат планета аралық кеңістікке босанып шығатын “жұбаныштар” да бар екен. Күн тәжінің кейбір аймақтарында тұзақтар жоқ болады. Рентген сәулелердегі жарықтылығы төмендеген болғанына байланысты бұл аймақтарды тәждік жыртықтар (тесіктер) деп атайды. Тәждік жыртықтарға мынау тән:

1) олар фотосфераның униполяр магнит аймақтары үстінен орналасқан, сондықтан магнит күш сызықтары планета аралық кеңістікке шығып, оның Күннен алыс жерінде тұйықталатын ашық магнит құрылымдар болып табылады;

2) тікелей тәждік жыртықтар үстіндегі тәждің тығыздығы көршілес аймақтарға қарағанда шамамен 3 есе төмен;

3) тәждік жыртықтар үстіндегі тәждің температурасы 10^6 К-ге дейін төмендеген болады (қалыпты аймақтар үстіндегі температура $T=1,8 \cdot 10^6$ К);

4) тәждік жыртықтардағы хромосфера мен тәждің арасындағы өтпелі қабаттың қалыңдығы олардан тыс қалыңдығынан шамамен 3 есе көп.

Соңғы 3 жағдай тәждік жыртықтардан энергия ағылуының екі негізгі механизмдері болып табылатын сыртқа қарай сәулелендірудің және хромосфера мен тәж арасындағы ∇T температура градиенті арқылы болатын тәжден хромосфераға қайта қарай жылу өткізгіштігінің (тәж хромосферадан ыстық) **әлсізденуіне** әкеледі. Шынында да, сәулелену қарқындылығы зат тығыздығы кеміген сайын азаяды, жылу өткізгіштігі ∇T азайған сайын ортаяды, ал тәжілік астындағы температура градиенті өтпелі қабат қалыңдығының артқан және тәждік жыртықтардағы температура төмендеген болғанына байланысты ($\nabla T = \Delta T / \Delta x$) басқа аймақтардағыдан бірнеше есе аз болады.

Бұнымен бір мезгілде тәжілік жыртықтармен көршілес аймақтарға энергияның келіп түсуі шамамен бірдей. Мұның нәтижесінде түзілетін энергия артығы, тәжілік жыртықтардағы магнит өрісінің конфигурациясы зат ағып кетуіне кедергі жасамайтындай болғандықтан, жыртықтардан ағып шығатын затпен әкетіледі, яғни күн желін үдетуге жұмсалады деген болжауды жасауға қисынды.

Бұл болжау тәжірибелік мәліметтермен расталады. Мысалы, Налт және басқалармен 1976 жылғы орындалған күн желінің шапшаң ағындарымен экватор қасындағы тәждік жыртықтар орналасқан жерлерін салыстыру нәтижесінде үш тәждік жыртықтармен байланысты үш жылдамдығы жоғары ағын табылды; тәждік жыртықтар аудандары мен олармен байланысты шапшаң ағындардағы күн желінің максимал жылдамдығы арасындағы корреляция коэффициенті өте жоғары болып шықты (0,96); шапшаң ағындардағы және тәждік жыртықтар негізіндегі магнит өрісінің уйектігі (**полярылығы**) арасында нанарлық корреляция табылды. Келтірілген мәліметтер гелиоэкватор қасындағы тәждік жыртықтар Жер қасында байқалған Күн желінің шапшаң ағындарының көзі болып табылғандығын растайды. Бұл жерде мынаны айту қызық: 1979 жылы Нойс Күн үйектер (полюстар) қасында ұзақ уақыт ішінде жойылмайтын, ауданы гелиоэкватор қасындағылардан өте көп тәждік жыртықтар байқалатынын ескертіп, жоғары ендіктердегі Күн желі экватордағыдан айтарлықтай шапшаң болуы мүмкін деген болжау жасады. 1990-шы жылдары гелиомагнитсфераның жоғары ендіктерінде ұшқан ULYSSIS деген ғарыш кемесінде алынған нәтижелер бұл болжауды толығымен растады: Күннің үйектік (полюстық) аймақтардан ағып шығатын Күн желінің жылдамдығы өте жоғары болып шықты. (шамамен 700-800 км/с, экваторлық күн желінің орташа жылдамдығы шамамен 400 км/с).

Сонымен күн желінің шапшаң ағындары тәждік жыртықтармен тығыз байланысты екендігі тәжірибе арқылы дәлелденген деп айтуға болады. Баяу ағындар да ауданы аздау тәждік жыртықтардан ағылуы мүмкін. Бірақ, бұл ағындардың магнит өрісінің айтарлықтай тангенциал құраушысы бар аймақтардан ағылуы одан көрі ықтималдау болып көрінеді.

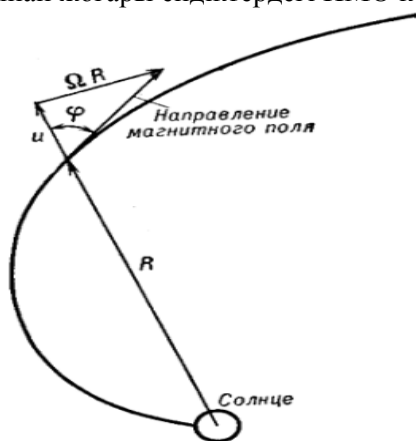
Кеңею жүрісінде Күн желінің тығыздығы азаяды, ал жылдамдығы белгілі қашықтықтан бастап тұрақты дерлік қалады, сондықтан күн желінің қысымы күннен қашықтық өскен сайын кемиді де, белгілі бір қашықтықта жұлдызаралық орта қысымымен теңеседі. Бұның нәтижесінде күн желінің кеңеюі тоқталады, және де күн желінің кеңею жылдамдығы аса дыбысты болғандықтан, жұлдыз аралық ортамен шекарада соққы толқын фронты түзіледі. Яғни гелиомагнит сфера деп аталатын күн желімен толтырылған ғарыш кеңістігі аймағының анық шекарасы бар, бұл шекарадан әрі күн желі таралмайды.

№15 дәріс

Планетааралық магнит өрісі (ПМӨ)

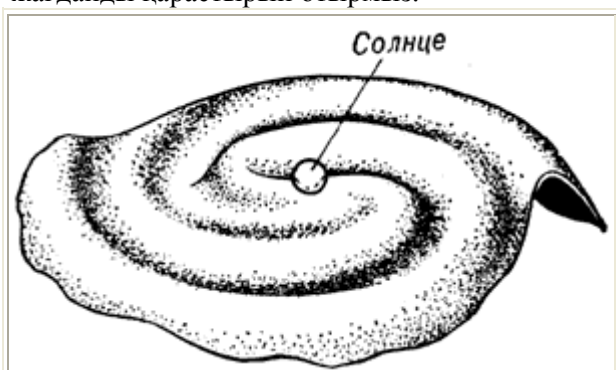
Тәж плазмасы үшін идеал өткізгіштік жуықтау жарамды, өйткені тәждің сипатты өлшемінің үлкендігіне байланысты, сөну уақыты өте жоғары болады. Сондықтан тәждегі күн магнит өрістері (күн беті астынан шығып кеткен магнит өрістері) тәж плазмасына қатырылған болады. Кейбір гелиоцентрлік қашықтықтан бастап, магнит қысымы плазманың кинетикалық энергиясың тығыздығынан аз болады. Демек тәждің магнит өрістері плазма бөлшектері артынан қозғалып, планета аралық ортаға әкетіледі де, ПМӨ-ні құрайды. Яғни планетааралық магнит өрістері күн желі плазмасымен планета аралық кеңістікте шығарылған күн магнит өрістері болып табылады. Паркер үлгісі бойынша плазма бөлшектері, олармен байланысты магнит

күш сызығының учаскелері де, шамамен радиал бағытта қозғалады, ал күш сызығының “негізі”, “күн бетіндегі” белгілі нүктемен байланысқан болғандықтан, күнмен бірге айналады. Мұның нәтижесінде ПМӨ күш сызықтары Архимед шиыршығына (спираліне) жақын пішінді алады (8 суретті қараңыздар). Шиыршық орамдары $\theta = \text{const}$ конусының бетінде орналасады. Үйектерге жақындаған сайын ($\theta \rightarrow 0, \pi$) B_ϕ құраушының азаюынан жоғары ендіктердегі ПМӨ көптен-көп радиал бола береді.



15.1 сурет - Планетааралық магнит өрісінің күш сызығының пішіні.

Әзір біз идеал жағдайды, яғни күн желі изотропты түрде және тұрақты жылдамдықпен ағылатын жағдайды қарастырып отырмыз.



15.2 сурет – Гелиосфералық бейтарап ток қабатының пішіні.

Эклиптика жазықтығында (көбінесе біз оны гелио экватор жазықтығымен беттеседі деп есептейміз) магнит өрісі секторлық құрылымын білдіреді, әр сектордағы магнит өрісінің радиал құраушысы не күнге қарай, не күннен қарай бағытталған. Көбінесе не екі, не төрт күнмен бірге айналатын сектор байқалады. ПМӨ-нің секторлық құрылымы планета аралық ортада тоқтық қабаттың бар болуының салдары болып табылады. Бұл тоқ қабатын швед астро физика Альбенмен алдын ала болжаған еді. Ол күндегі белсенді аймақтармен байланысты тәж учаскелерден өтеді де, күн магнит өрісінің радиал құраушысы қарама- қарсы бағытталған белсенді аймақтарды бөледі. Тоқтық қабат шамамен Күн экваторы жазықтығында орналасады және қатпарлы (балерина белдемшесіндей) болып келеді (15.2

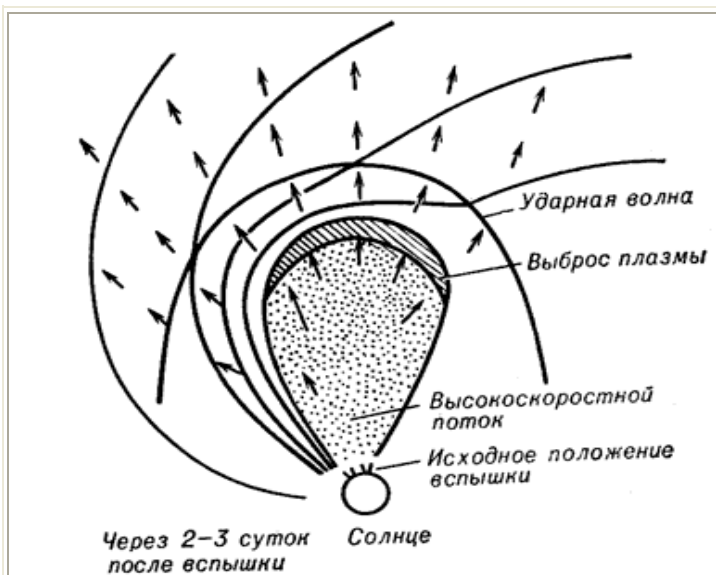
сурет). Күннің айналуы қатпарлардың шиыршыққа оралуына әкеледі. Тоқтық қабат магнит өрісінің кенет өзгеруін тудырады. Одан жоғары ПМӨ-нің радиал құраушысы бір таңбалы (бағытты) болады, тоқтық қабаттан төмен - қарама- қарсы таңбалы (бағытта) болады. Эклиптика жазықтығының қасында қозғалып, бақылаушы (мысалы, Жердегі бақылаушы) тоқтық қабаттан біресе жоғары, біресе төмен аймақтарға түседі де, ПМӨ-нің радиал құраушысының таңбасы әр- түрлі секторларға түседі.

ПМӨ құраушыларының кеңістіктік тәуелділігіне және шиыршық пен радиал бағыт арасындағы бұрышына қатысты Паркер үлгісінің салдарлары ғарыштық аппарат ұшырулар жүрісінде тексерілген. Паркер үлгісіне сәйкес ПМӨ-нің радиал құраушысы r –ге r^{-2} заңы бойынша тәуелді, бұл тәуелділік эксперимент жүзінде расталды. Азимуттік құраушысы үшін үйлесімділік жаманырақ болып шықты. Әртүрлі авторлар $r^{-\alpha}$ тәуелділігі үшін $\alpha = (0,8 \div 1,6)$ мәндерін келтіреді. Яғни азимуттік құраушы Паркер үлгісіне барлық жағдайларда дәл келмейді, **дегенмен** теорияның бақылау мәліметтерімен үйлесімділігі тұтас алғанда қанағаттанарлық деп есептеуге болады. Тәжірибелік тәуелділіктердің Паркер үлгісінен айырмашылығы ғарыштық аппараттың көбі ұшқан $1 \div 10$ а.б қашықтықтарда магнит энергиясы күн желінің кинетикалық энергиясынан екі реттілікке дерлік төмен болғанына байланысты болуы мүмкін. Бұл себептен күн желі ағылуының сфералық симметриясынан үлкен емес ауытқуы күн желінің жылдамдығы мен концентрациясына әсер етпей дерлік, магнит өрісінің айтарлықтай өзгеруіне әкеле алады.

Біз қарастырғанымыз - идеал жағдай. Күнде болатын құбылыстар күн желінің тынық, реттелген, изотропты ағылуын бұзады. Кейде Күннің бөлек аймақтарында күн желі бөлшектері жылдамдығының кенет өсуі үшін шарттар туады. Осының нәтижесінде планета аралық кеңістікке күн айналу арқылы Архимед спираліне оралатын шапшаң плазма ағыны ұмтылады. Шапшаң бөлшектер бұрын шығарылған тынық ағынның бөлшектерін қуып жетеді. Бұл шапшаң ағын алдындағы плазманың сығылуына, демек оған қатырылған магнит өрісінің өсуіне, ал ағын артындағы плазманың сиретілуіне, демек магнит өрісінің азаюына, әкеледі. Шапшаң ағынның баяу ағынға қатысты жылдамдығы аса дыбысты болғанда, онлардың шекарасында соққы толқын қалыптасады. Бұған ұқсас құбылыс Күн жарқ ету кезінде де болады (15.3 сурет). Соққы толқындардың бар болуы, әртүрлі плазмалық орнықсыздықтардың (үзілістер, магнит өрісінің (Альвен толқындар) және зат тығыздығының (магнитдыбыс толқындары) тербелістері, т.б.) әсері планетааралық

кеңістікте ұйытылмаған шиыршықты магнит өрсімен қатар кездейсоқ, жүйесіз магнит өрістерінің пайда болуына әкеледі. Бұл кездейсоқ магнит өрістер планетааралық ортада магнит біртекті еместіктерінің жүйесін құрайды, бұл біртекті еместіктердің өлшемдері бір астрономиялық бірліктен 100 км-ге дейінгі өте кең спектрді құрайды. Жоғарыда қарастырылған ПМӨ-нің секторлары магнит біртекті еместіктердің ең ірілері болып табылады.

Сонымен ПМӨ екі құраушыдан тұрады: ол жүйелі (реттелген, ірі масштабты) және кездейсоқ құраушылар. Кездейсоқ құраушыны сипаттау үшін магнит біртекті еместіктерінің жиіліктік спектрі деп аталатын нәрсені қолданады. Ол өлшемдері әртүрлі магнит біртекті еместіктеріне кездейсоқ магнит өрісінің қандай энергиясының келетінін, былайша айтқанда кездейсоқ магнит өрісінің энергиясы өлшемдері әртүрлі магнит біртекті еместіктер арасында қалай үлестірілгенін көрсетеді. Оны қалай табады? ПМӨ-ні өлшеп тұрған ғарыштық аппарат арқылы магнит біртекті еместіктері u кун желі жылдамдығымен өтеді, яғни біртекті еместіктердің T өту уақытын (периодын) өлшеп, оның өлшемін табуға болады ($l = T \cdot u$). Периодтың орнына әдетте жиілікті қолданады: $\nu = 1/T$. Ал $B^2/8\pi$ -ге тең біртекті еместіктегі магнит өрісінің энергиясы орнына – жиіліктің белгілі аралығындағы магнит өрісінің энергиясын, оны бұл жағдайда энергия тығыздығы деп атайды. Сонда, магнит энергиясы тығыздығының кездейсоқ ПМӨ-ң жиілігіне тәуелділігі ПМӨ-ң жиіліктік спектрі деп аталады. Өлшеулер бұл спектрдің суреттегідей түрін береді. Яғни, ПМӨ-ң жиіліктік спектрінің түрі – құламалы.



15.3 сурет – Күн жарқ ету салдарынан болатын планета аралық соққы толқын мен плазмалық таралуы. Тілшелер күн желі плазмасының қозғалыс бағытын көрсетеді.