

## **Magneettinen rekonnektio**

Luonnontieteiden kandidaatin tutkielma

Laatija:

Marihelen Tikander

Ohjaaja:

Rami Vainio

06.05.2024

Turku

Kandidatutkielma

**Oppiaine:** Luonnontieteiden kandidaatti, fysikaaliset tieteet

**Tekijä(t):** Marihelen Tikander

**Otsikko:** Magneettinen rekonnektio

**Ohjaaja(t):** Professori Rami Vainio

**Sivumäärä:** 33 sivua

**Päivämäärä:** 06.05.2024

**Tiivistelmä:**

Magneettinen rekonnektio on ilmiö, jota tapahtuu kaikissa plasmoina: auringonpurkauksissa, mustissa aukoissa, Maan magnetosfäärissä sekä laboratorio olosuhteissa. Magneettisessa rekonnektiossa plasmaelementtien magneettiset yhteydet toisiinsa muuttuvat, jonka seurauksena samalla magneettikenttäviivalla olleet plasmaelementit eivät enää ole samalla viivalla. Magneettisen rekonnektion seurauksena voi purkautua suuria määriä energiaa koska prosessissa magneettinen energia dissipoituu. Rekonnektiomallit pyrkivät muun muassa selittämään sen, miten plasmavirtaukset kiihtyvät suuriin nopeuksiin. Kaksi historiallisesti tärkeintä rekonnektiomallia ovat Sweetin ja Parkerin sekä Petschekin rekonnektiomallit. Näillä kuvataan hitaita sekä nopeita rekonnektioprosesseja. Tässä tutkielmassa käydään läpi, mitä rekonnektio yleisesti on, millaisia rekonnektiomallit ovat ja missä rekonnektiota voidaan havaita.

**Avainsanat:** Magneettinen rekonnektio, Sweet–Parker-rekonnektio, Petschek-rekonnektio, Magnetohydrodynamiikka (MHD)

# Sisällysluettelo

<b>1</b>	<b>Johdanto</b>	<b>5</b>
1.1	Magneettinen rekonnektio	5
1.2	Magnetohydrodynamiikka	6
<b>2</b>	<b>Kaavoja</b>	<b>8</b>
2.1	MHD-kaavoja	8
2.2	Induktioyhtälö	9
2.2.1	Diffuusioyhtälö	10
2.2.2	Konvektioyhtälö	10
2.3	Magneettinen Reynoldsin luku	11
2.4	Plasman- $\beta$	12
2.5	Machin luku	12
<b>3</b>	<b>Rekonnektiomalleja</b>	<b>13</b>
3.1	Yksiulotteinen malli	13
3.2	Sweetin ja Parkerin malli	14
3.3	Petschekin malli	15
<b>4</b>	<b>Rekonnektion ominaisuuksia</b>	<b>17</b>
4.1	Rekonnektion virtausnopeus	17
4.2	Energian muutos	19
4.3	Hiukkasten kiihdyttäminen	20
4.4	Laskuesimerkki	21
<b>5</b>	<b>Miten rekonnektiota tutkitaan</b>	<b>22</b>
5.1	Numeeriset simulaatiot	22
5.2	Sateliittihavainnot	26
5.2.1	Havainnot Auringosta	26
5.2.2	Havainnot aurinkotuulussa	28
<b>6</b>	<b>Päätelmät</b>	<b>31</b>



# 1 Johdanto

Tämä LuK-tutkielma käsittelee sitä, mitä magneettinen rekonnektio on. Ensimmäiseksi käydään läpi mitä magneettinen rekonnektio yleisesti on ja missä sitä havaitaan. Sitten esitellään tärkeimpiä plasmafysiikan kaavoja, joita hyödynnetään myöhemmin rekonnektion toimintaperiaatteen kuvaamisessa. Magneettista rekonnektiota kuvaavat yhtälöt koostuvat magnetohydrodynaamisista (MHD) kaavoista, induktioyhtälöstä, Reynoldsin sekä Machin luvuista sekä plasman beetasta. Kun kaavat on käsitelty, esitellään erilaisia rekonnektiomalleja. Esittelen yksi- ja kaksiulotteisia hitaan sekä nopean rekonnektion malleja, kuten Sweet–Parker- ja Petschekin mallit. Lopuksi tarkastellaan, miten rekonnektiota tutkitaan ja missä sitä havaitaan, sekä millaisia menetelmiä sen tutkimiseen on kehitetty.

## 1.1 Magneettinen rekonnektio

Tyypillisissä olosuhteissa avaruudessa plasma noudattaa ideaalin MHD:n lakeja, jolloin magneettikenttäviivat ovat jäätyneet plasmaan. Ideaalin MHD:n plasma on lähes äärettömän johtavaa. Plasma ei ideaalissa tapauksessa rekonnektoidu ja magneettiset yhteydet plasmaelementtien välillä säilyvät. Giovanelli keksi 1940-luvulla magneettisen rekonnektion käsitteen pohtiessaan sitä, miksi korkeaenergisistä hiukkasista purkautuu nopeasti auringonpurkauksista. Magneettinen rekonnektio tapahtuu, kun magneettikentän komponentti muuttaa suuntaa ohuen alueen yli, samalla kun plasma virtaa kohti tätä kapeaa aluetta. Esimerkki rekonnektiosta on, kun vastakkain suunnatut magneettikenttäviivat lähestyvät toisiaan, katkeavat ja liittyvät toisiinsa. Prosessissa magneettinen energia muuttaa muotoaan, purkautuen plasman kineettisenä sekä termisenä energiana, sekä ei-termisten hiukkasten suihkuina. Magneettista rekonnektiota tapahtuu esimerkiksi maapallon magnetosfäärin ja aurinkotuulen välillä, auringonpurkauksissa, planeettojen magnetopauseilla ja laboratorioolosuhteissa kuten fuusioreaktoreissa. Magneettinen rekonnektio Maan magneetsfäärin pyrstössä voi mahdollisesti aiheuttaa myös revontulia (Hones, 1986). Magneettista rekonnektiota esiintyy kaikkialla, laboratoriossa ja avaruudessa.

Vastakkain suunnattujen magneettikenttäviivojen liikkeessa lähemmäs toisiaan, niiden välille muodostuu suurempi/jyrkempi magneettinen gradientti mitä lähempänä ne ovat toisistaan. Suurien magneettisten gradienttien yhteydessä ilmenee yleensä suuria virran tiheyksiä (Choudhuri, 1998). Lähentyvien magneettikenttäviivojen väliin muodostuu virtalevy, jossa magneettinen gradientti on suuri ja diffuusio kiihtyy (Koskinen & Vainio, 2011).

## 1.2 Magnetohydrodynamiikka

Magnetohydrodynamiikan (MHD) avulla kuvataan sähköä johtavia plasmavirtauksia magneettikentässä. Useat rekonnektiomallit perustuvat MHD-teoriaan. MHD voidaan jakaa kahteen teoriaan, ideaaliin ja resistiiviseen. Ideaalissa magnetohydrodynamiikassa ei oteta huomioon resistiivisyyttä ( $\eta = 0$ ). Tällöin magneettikenttäviivat ovat ”jäätäneet” paikalleen plasmaan. Plasman liikuessa, magneettikenttäviiva liikkuu sen mukana. Samalla viivalla olevat plasmaelementit ovat magneettisesti kytkeytyneet toisiinsa. Jos tehty oletus pitäisi paikkansa, kaksi alun perin eri viivalla ollutta plasmaelementtiä (ei-magneettisesti kytkeytyneet) eivät pystyisi olemaan samalla viivalla (magneettisesti kytkeytyneitä toisiinsa) myöhemminkään. Ideaalin MHD:n mukaan magneettikenttäviivat seuraavat plasman liikettä. Ilman magneettikenttäviivojen katkeamista ja yhdistymistä plasmaelementit eivät vaihtaisi magneettista kytkeytymistä suhteessa toisiinsa. Kun plasmaelementit muuttavat kytkeytymistä vaihtamalla konfiguraatiota - jolloin kaksi eri viivoilla ollutta plasmaelementtiä ovatkin nyt samalla viivalla - tapahtuu magneettinen rekonnektio. Alun perin ei-magneettisesti yhdistyneet plasmaelementit ovat nyt samalla viivalla ja magneettisesti kytkeytyneet (kuva 3). Käytännössä tämä tarkoittaa sitä, että ideaalin MHD:n tapauksessa aurinkotuuli ei pystyisi kytkeytymään Maan magnetosfäärin kanssa, koska kytkeytyminen vaatii magneettikenttäviivan topologisen muutoksen. Tämän takia täytyy ottaa huomioon virtalevyn resistiivisyys, sillä sen merkitys kasvaa suurempien magneettisten gradienttien läsnä ollessa. Rekonnektioalueen ulkopuolella plasma noudattaa ideaalin MHD:n mallia, mutta sisäpuolella ei. Aluetta, jossa rekonnektio tapahtuu, kutsutaan diffuusioalueeksi. Diffuusioalueella magneettinen energia häviää, muuttuu muihin muotoihin. Näin ollen magneettikentän voimakkuus diffuusioalueessa on pienempi kuin sen ympäristössä.

Diffuusio on merkittävässä roolissa, jotta uudelleenkytkeytymistä voi tapahtua.

Diffuusioalueella kentän magneettinen energia muuttuu plasman kineettiseksi energiaksi, jolloin kenttä kiihdyttää plasmaa ja magneettivuota nopeasti rekonnektioalueelta pois.

Diffuusiota voi tapahtua eri tavoilla. Sähkönvastus aiheuttaa diffuusiota diffuusioalueella.

Diffuusio voi myös aiheutua turbulenssin tai plasma epästabiilisuuksien takia. Resisttiivisiä epästabiilisuuksia on kolme eri moodia (gravitaatio, aaltoilu, ”tearing”) (Aschwanden, 2005a).

Kun magneettikenttäviivat muuttavat topologiaansa uudelleenkytkeytymisen yhteydessä, niin magneettikentän kenttäviivat siirtyvät systeemistä toiseen ja magneettivuo siirtyy plasman mukana sisäänvirtausalueesta ulosvirtausalueelle.

Yksi suurimmista ratkaistavista pulmista magneettisen rekonnektion teoriassa on se, miten rekonnektioprosessissa sisään tullut virtaus diffuusion myötä kiihtyy erittäin nopeaksi virtaukseksi poistuessaan.

## 2 Kaavoja

### 2.1 MHD-kaavoja

MHD-kaavat kuvaavat plasmaa yhtenä kokonaisuutena. Nämä yhtälöt on luotu tekemällä seuraavia oletuksia. Plasma on kvasineutraali  $n_i = n_e = n$ , ( $n$  on hiukkastiheys) jolloin positiivisia ja negatiivisia varuksia on yhtä paljon ionien ollessa yhdesti ionisoituneita. Tällöin etäisyys, jolla sähkökenttä voi esiintyä ja vaikuttaa plasmassa, on Debyen pituus  $\lambda_D$ . Tämä asettaa ehdon  $\frac{L}{\lambda_D} \gg 1$  ( $L$  on pituusskaala), jolloin tarkastellaan ilmiöitä, jotka tapahtuvat isommalla mittakaavalla kuin Debyen pituudella, jotta voidaan kuvata plasmaa kokonaisuutena paikallisten ilmiöiden sijaan. Lopuksi oletetaan, että Larmorin säde (varatun hiukkasen ympyräliikkeen säde magneettikentässä) on pieni verrattuna pituusskaaloihin  $L$ ,  $r_L/L \ll 1$  ( $r_L$  on Larmorin säde) ja että magneettikentän muutokset ovat hitaita verrattuna Larmorin liikkeeseen  $\frac{B^{-1} \partial B}{\partial t} \ll \omega_c$ , missä  $\omega_c$  on Larmor-/syklotronitaajuus (Kilpua & Koskinen, 2017).

Jatkuvuusyhtälö kuvastaa massan säilymistä ( $\rho_m$  on massatiheys ja  $\mathbf{V}$  on virtausnopeus) Hiukkasten tiheyden muutos ajassa riippuu sisään tulevan hiukkasvuon määrästä. Massatiheys jatkuvuusyhtälö:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{V}) = 0$$

Jatkuvuusyhtälö voidaan kirjoittaa myös sähkövaraukselle (mutta tämä yhtälö on merkityksetön yllä tehtyjen oletusten perusteella):

$$\frac{\partial \rho_q}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0$$

Liiketyhtälö kuvastaa virran liikemäärää ( $\mathbf{J}$  on virrantiheys,  $\mathbf{B}$  magneettikenttä ja  $P$  paine).

$$\rho_m \left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) \mathbf{V} + \nabla P - \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$$

Liiketyhtälön mukaan plasmanopeuden aikaderivaatta syntyy plasmaelementtiin vaikuttavien voimien, lorentzin voiman  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  ja painegradientin seurauksena.

Ohmin laki antaa sähkökentän, kun virrantiehyys magneettikenttä ja virtausnopeus tunnetaan.



$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{J}}{\sigma}$$

Jos plasma on erittäin kuumaa, resistiivisyys on erittäin pieni ja johtavuus suuri. Tällöin puhutaan ideaalista MHD:sta eikä resistiivisestä MHD:sta. (E on sähkökenttä)

Tilanyhtälö kuvastaa plasman paineen ja tiheyden riippuvuutta toisistaan, jota kuvataan polytrooppisella yhtälöllä:

$$P = P_0 \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma$$

Maxwellin yhtälöt:

Faradayn laki sähkömagneettiselle induktiolla.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

Amperèn laki antaa magneettikentän roottorin ja virrantiheyden välisen yhteyden (sähkökenttä voidaan unohtaa tasaisissa vakaisissa tiloissa, ja kun ei huomioida sähkömagneettisia aaltoja, kenttämuutosvirtatermi jää pois).

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

Gaussin laki sähkökentille.

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Gaussin laki magnetismille, jonka mukaan magneettisia monopoleja ei ole, magneettikenttäviivat jatkuvat äärettömyyksiin tai ovat suljettuja.

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

## 2.2 Induktioyhtälö

Plasmafysiikan yksi tärkeimmistä yhtälöistä on induktioyhtälö. MHD:ssa magneettikenttien evoluutiota kuvataan induktioyhtälöllä. Induktioyhtälö saadaan Amperen, Faradayn ja Ohmin lakeja käyttämällä (Koskinen & Vainio, 2011). Induktioyhtälö jakautuu diffuusio- ja konvektioitermeihin, jotka käsittelemme tarkemmin tässä kappaleessa.

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B}$$

### 2.2.1 Diffuusioyhtälö

Kun plasma on levossa  $\mathbf{V} = 0$ , niin induktioyhtälö muuttuu diffuusioyhtälöksi:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B}$$

Tällöin magneettikenttä pystyy liikkumaan ja kehittymään ilman että se on jäänyt plasmaan kiinni, kunhan resistiivisyys on äärellinen. Diffuusiokerroin on  $D_m = \frac{1}{\mu_0 \sigma} = \frac{\eta}{\mu_0}$ , missä  $\eta$  on resistiivisyys ja  $\sigma$  on sähkönjohtavuus. Diffuusiokerroimella kerrottu termi  $\nabla^2 \mathbf{B}$  kertoo sen, että pienikin resistiivisyys voi vaikuttaa merkittävästi kunhan kentän gradientit ovat suuria. Diffuusioalueen äärellisen resistiivisyyden ansiosta, magneettikentät pystyvät kytkeytymään toisiinsa ja kumoutumaan pois (Choudhuri, 1998). Aaltojen ja hiukkasten välinen vuorovaikutus, sekä plasman turbulenttinen käyttäytyminen aiheuttavat anomaalista resistiivisyyttä.

Diffuusio uudelleen järjestää magneettisen vuon diffuusioajassa  $\tau_D = \mu_0 \sigma L_B^2$ . Diffuusioaika saadaan diffuusioyhtälöstä korvaamalla gradientti arvolla  $1/L_B$  ja aikaderivaatta arvolla  $1/\tau$ . Avaruusplasmoissa magneettikentän gradientilla on skaalapituus  $L_B$ , joka kuvastaa pituuskaalaa, jolla magneettikenttä vaihtelee. Skaalapituuden ollessa pitkä ja resistiivisyyden ollessa pieni, diffuusio on hitaampaa. Magneettikenttäviivojen lähestyessä toisiaan magneettinen gradientti kasvaa ( $L_B$  pienenee) ja diffuusion nopeus kasvaa. Jos diffuusiotermi kasvaa jonkun ulkopuolisen prosessin takia, diffuusio pystyy nopeasti uudelleen järjestelemään magneettivuota (Kilpua & Koskinen, 2017).

### 2.2.2 Konvektioyhtälö

Konvektio-termi kuvastaa plasman liikkumista yhdessä magneettikentän kanssa. Ideaalin MHD:n tapauksessa, kun  $\sigma \rightarrow \infty$ , magneettikenttäviiva on jäänyt plasmaan. Diffuusio-termi muuttuu tällöin merkityksettömäksi ja induktioyhtälö saadaan muotoon, jota kutsutaan konvektioyhtälöksi:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B})$$

### 2.3 Magneettinen Reynoldsin luku

Magneettinen Reynoldsin luku kuvastaa konvektion ja diffuusion suhdetta induktioyhtälössä. Magneettisen Reynoldsin luvun on oltava pieni (vähintään suuruusluokkaa yksi), ettei konvektio dominoi. Konvektion dominoidessa magneettikenttäviivat ovat jäätyneet plasmaan, diffuusio olisi erittäin hidasta ja resistiivisyys olisi pieni rekonnektioalueella. Tällöin eri suuntaiset kenttäviivat eivät pystyisi liittymään toisiinsa, eikä rekonnektio toteutuisi. Määritellään milloin konvektio tai diffuusio dominoi induktioyhtälöstä. Induktioyhtälö voidaan yksinkertaistaa tekemällä seuraavat muutokset:  $\partial / \partial t \rightarrow \tau^{-1}$  ja  $\nabla \rightarrow L_B^{-1}$ , missä  $\tau$  ja  $L_B$  ovat aika- ja pituuskaalat, jolla magneettikenttä vaihtelee. Käyttämällä näitä muutoksia induktioyhtälössä, voidaan vertailla konvektiota ja diffuusiota keskenään yksinkertaisemmin. Konvektio-termi on  $\frac{VB}{L_B}$  ja diffuusio-termi  $\frac{B}{\tau_D}$ . Näiden suhde on  $V\tau_D/L_B = \mu_0\sigma L_B V$ . Diffuusioaikaskaalaa kuvastaa  $\tau_D$  ja tyypillistä plasmanopeutta (joka on kohtisuorassa magneettikentän suhteen) kuvastaa  $V$ .

Magneettinen Reynoldsin luku  $R_m$  on konvektion ja diffuusion suhde

$$R_m = \mu_0\sigma L_B V$$

Magneettinen Reynoldsin luku on Lundquistin luku ( $S$ ), kun nopeus on Alfvénin nopeus  $V_A$ . Alfvénin nopeus kuvastaa magneettisten aaltojen etenemistä plasmassa ja on suoraan verrannollinen magneettivuontiheyteen. Lundquistin luku voidaan ilmaista resistiivisyyden avulla seuraavasti:

$$R_m(V = V_A) = S = \frac{\mu_0 L V_A}{\eta}$$

Magneettinen Reynoldsin luku on suuri avaruusplasmoissa, kuten aurinkotuulesa ja Maan kiertoradoilla ( $R_m \sim 10^{16} - 10^{17}$ ). Tällöin 1AU:n matkalla magneettikenttä diffundoituu vain kilometrin verran (Kilpua & Koskinen, 2017). Yleisesti Reynoldsin luku on suuri muuallakin ja tyypillisesti luokkaa  $10^6 - 10^{12}$  (Priest & Pontin, 2004).

## 2.4 Plasman- $\beta$

Plasma- $\beta$  on plasman paineen ( $p = nk_B T$ ) ja magneettisen paineen suhde ( $\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0}$ ). Kun  $\beta \ll 1$  magneettinen paine  $B^2/2\mu_0$  hallitsee liikeyhtälössä. Suuremmat magneettiset painegradientit kiihdyttävät tehokkaammin plasmaa pois päin, kun siirrytään suuremman magneettisen paineen sisäänvirtausalueelta pienemmän magneettisen paineen ulosvirtausalueelle (Petschek, 1964). Tehokkaampi kiihtyminen johtuu siitä, että magneettinen paine on pienempi ulosvirtausalueella verrattuna sisäänvirtausalueeseen. Magneettikenttien heiketessä diffuusioalueelle syntyy alipaine, jolloin lisää uutta magneettista vuota siirtyy sisäänvirtauksesta diffuusioalueelle. Prosessi jatkuu, niin kauan kun lisää magneettista vuota saapuu käsiteltäväksi (Choudhuri, 1998). Eli, kun magneettikenttä pienenee  $B \rightarrow 0$ , plasma- $\beta \gg 1$  diffuusioalueella. Tällöin plasma pääsee vapaasti virtaamaan magneettikenttäviivojen poikki diffuusioalueella (Aschwanden, 2005a).

## 2.5 Machin luku

Machin luku kertoo plasman sisääntulonopeuden suhteessa Alfvénin nopeuteen, eli ulosmenonopeuteen rekonnektiomalleissa.

$$M = \frac{v_i}{v_A}$$

Kun plasman virtausnopeus ylittää Alfvénin nopeuden, on virtaus yli-alfvénista.

Vastaavanlainen ilmiö on, kun jokin liikkuu esimerkiksi ilmassa ääntä nopeammin, yliaanisilla nopeuksilla.

### 3 Rekonnektiomalleja

Rekonnektiomalleja on kehitelty useampia. Ensin Giovanelli 1940-luvulla, Dungey 1953, Parker 1957 ja Sweet 1958. Sweet ja Parker veivät ajatuksen ensimmäisenä pidemmälle kehittäen ensimmäisen matemaattisen mallin rekonnektiolle. Petschek kehitti ensimmäisen nopean rekonnektion mallin lisäämällä hitaan moodin shokkiaaltoja sisään- ja ulosvirtausalueiden väliin. Myöhemmin myös Sonnerup (1970) kehitti Petschekin mallia lisäämällä malliin kaksi nopean moodin shokkiaaltoa hitaiden aaltojen sijaan. Nopean shokkiaaltojen ansiosta rekonnektio pystyisi käsittelemään suurempia määriä plasmaa Petschekin mallia nopeammin. Samanlainen rekonnektioilmiö tapahtuu maan magnetosfäärin keulashokilla. Priest ja Forbes loivat mallin (1964/1986) (Choudhuri, 1998), jossa Sweet-Parker ja Petschek-Sonnerup-mallit ovat erikoistapauksia. Näitä malleja riittää, erilaisia variaatioita toisistaan sovellettuna erilaisiin tilanteisiin.

#### 3.1 Yksiulotteinen malli

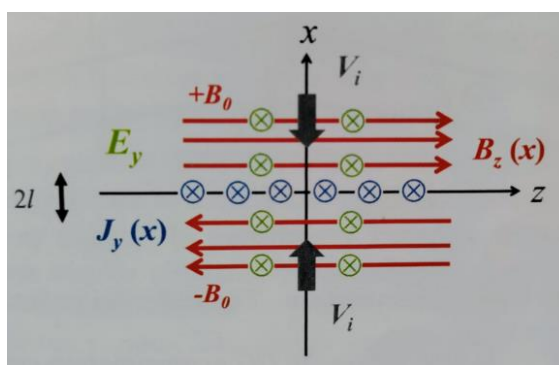
Yksiulotteinen (1D) malli (ks. Kuva 1) ei kuvasta todellisuutta hyvin. Se on hyvä malli yksinkertaisesti havainnollistamaan rekonnektiossa tapahtuvia ilmiöitä, kuten virtalevyn muodostumista (kuva 2).

Magneettikenttien kumoutuminen toteutuu parilla eri tavalla. Suurempi johtavuus hidastaa diffuusioprosessia, koska diffuusionopeus pienenee johtavuuden kasvaessa (Petschek, 1964). 1D-mallissa yksiulotteinen virtalevy (ajan hetkellä  $t_0$ ) erottaa magneettikenttäviivat toisistaan. Tällaista äärettömän kapeaa virtalevyä voidaan kuvata deltafunktion avulla (tällöin virranjohtavuus lähestyy ääretöntä virtatasolla). Tämä otettuna huomioon diffuusiolyhtälössä, huomataan magneettikentän diffundoituvan virtalevyn läheisyydessä, mikä aiheuttaa virtalevyn paksunemista siihen asti, kunnes diffuusio lakkaa. Kun vastakkain suunnatut magneettikentät lähestyvät toisiaan, ne kumoavat toisensa, jolloin magneettikentän gradientti pienenee. Tällöin diffuusioprosessi hidastuu (Kilpua & Koskinen, 2017), jos uutta vuota ei saavu alueelle enempää. Rekonnektioprosessissa magneettinen energia muuttuu kineettiseksi energiaksi ja lämmöksi (lämmitysprosessia kutsutaan Joulen tai Ohmin lämmittämiseksi). Nämä asiat tulevat paremmin ilmi laskuesimerkkien kanssa seuraavassa kappaleessa.

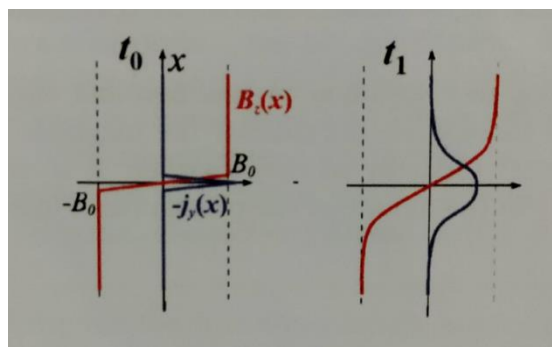
Jotta saavutettaisiin jatkuva diffuusioprosessi, uutta magneettista vuota ja plasmaa tulee systeemiin korvaamaan kumotun vuon. Oletetaan, ettei magneettikenttä eikä tiheys muutu ajassa (tai muutokset ajassa ovat erittäin hitaita). Tällä tavalla prosessi pääsee jatkumaan niin

kauan, kun uutta vuota saapuu systeemiin. Jotta uutta vuota ja plasmaa liikkuisi kohti virtalevyä (jossa kenttäviivat rekonnektoituvat), lisätään malliin virtalevyn suuntainen (esim. y-akselin) sähkökenttä tuomaan tasapaino diffuusion ja konvektion välille (Koskinen & Vainio, 2011). Virtalevyn paksuus on sen mukainen, että diffuusio ja konvektio pysyvät tasapainossa.

Yksiulotteinen malli (kuva 1) ei kuitenkaan vastaa todellisuutta hyvin. Virtalevyä kohti liikkuvalla plasmalla ei ole suuntaa mistä poistua systeemistä. Tämä tilanne korjattiin lisäämällä toinen ulottuvuus virtalevyyn, jolloin saadaan Sweet–Parker-malli (Kilpua & Koskinen, 2017).



Kuva 1 - 1D malli. Yksiulotteinen malli (Kilpua & Koskinen, 2017), missä on y-akselin suuntainen sähkökenttä  $E_y$ . Punaiset viivat ovat toisiaan lähestyviä vastakkainsuuntautaisia magneettikenttäviivoja  $B_z(x)$ . Magneettikenttäviivojen väliin syntyy virtalevy, jolla on virrantiheys  $J_y(x)$

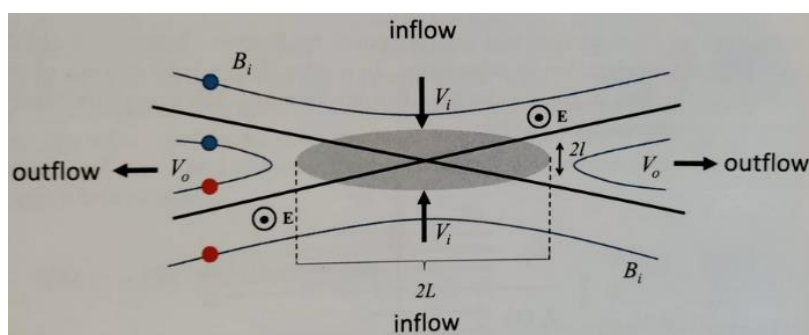


Kuva 2 - Virtalevyn kehitys. Kuvaus siitä miten diffuusion seurauksena yksiulotteinen virtalevy kehittyy, kun uutta vuota ei tule systeemiin (Kilpua & Koskinen, 2017). Magneettinen gradientti on aluksi (ajankhetkellä  $t_0$ ) suurempi. Gradientti alkaa pienentyä levenevässä virtalevyssä. Virrantiheys alkaa pienentyä ja virtalevy kasvaa samalla kun magneettikentän gradienttiskaalapituus pitenee.

### 3.2 Sweetin ja Parkerin malli

Sweet–Parker-mallin (kuva 3) kehittivät 1950-luvulla Sweet (1958) ja Parker (1957). Sweet–Parker-malli on hitaan rekonnektion malli. Tässä mallissa magneettikentät kumoutuvat rajallisella alueella, jota kutsutaan diffuusioalueeksi. Plasma ja magneettikenttä poistuvat

diffuusioalueen sivuilta. Plasmaelementit, jotka eivät aikaisemmin olleet magneettisesti kytköksissä toisiinsa, ovat nyt magneettisesti kytkeytyneet poistuessaan diffuusioalueelta. Magneettikenttä on heikompi diffuusioalueella, kuin mitä se on diffuusioalueen ulkopuolella. Plasman virtausnopeus kasvaa poistuessaan diffuusioalueelta. Diffuusioalueella plasma ei ole jäänyt magneettikenttään, mutta alueen ulkopuolella ideaali-MHD on voimassa. Koska diffuusioalueella pätee resistiivinen MHD, magneettikenttien uudelleenjärjestäytyminen on mahdollista. Avaruusplasmoissa magneettinen Reynoldsin-luku on yleensä suuri, joka johtaa hitaaseen sisääntulo virtausnopeuteen sekä hitaaseen rekonnektioon Sweet–Parker-mallissa. Sweet–Parker-malli ei myöskään kuvaa todellisuutta hyvin kaikissa tapauksissa. Auringossa purkaukset tapahtuvat minuuteissa eikä kuukausissa, kuten Sweet–Parker-malli ennustaa. Hidas rekonnektionopeus voidaan selittää sillä, että energian muutos tapahtuu diffuusioalueella, jonka leveys on merkittävästi laajempi kuin sen paksuus. Magneettinen Reynoldsin luku on myös erittäin suuri, jolloin diffuusio on hidasta. Ulosvirtaus on nopeampaa kuin sisäänvirtaus, koska plasma poistuu pienemmältä alueelta. Petschek keksi vuonna 1964, että kutistamalla diffuusioalue erittäin pieneksi, voidaan saada todellisuutta kuvaavia nopeita rekonnektioita (Kilpua & Koskinen, 2017).

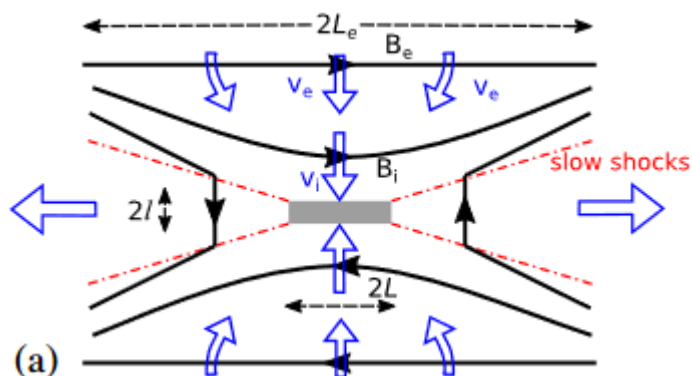


Kuva 3 – Sweet–Parker rekonnektiomalli (Kilpua & Koskinen, 2017). Harmaa alue keskellä on diffuusioalue/virtalevy, jossa magneettikenttäviivat rekonnektoituvat. Alun perin punainen ja sininen piste eivät ole magneettisesti konnektoituneita. Rekonnektion jälkeen pisteet ovat magneettisesti konnektoituneita. Mukana esiintyy magneettikenttään nähden kohtisuora sähkökenttä, joka aiheuttaa plasman ajautumisen sisäänvirtausalueessa kohti virtalevyä. Sähkökenttä on samansuuntainen sähkövirran kanssa diffuusioalueella, jolloin sähkömagneettinen energia muuttuu plasman hiukkasten liike-energiaksi. Plasman induktio aiheuttaa sähkökentän (joka on kohtisuorassa kuvatasossa) kun plasma virtaa magneettikentän poikki, tällöin Ohmin lain mukainen sähkövirta syntyy.

### 3.3 Petschekin malli

Petschek (1964) osoitti tutkimuksessaan sen, että tasapainotilassa virtauksessa (sisään menevän ja ulostulevan virtauksen määrät pysyvät vakiona, eli prosessi on jatkuva ja ajassa muuttumaton) diffuusion ja aaltojen vaikutukset ovat merkittäviä nopean rekonnektoitumisen toteutumiseksi, kun johtavuus on suuri. Petschekin rekonnektiomalli (kuva 4) on nopean

rekonnektion malli. Mallissa ajatellaan hitaan moodin shokkiaaltojen mahdollistavan sen, että energia muuttuu muodosta toiseen (Petschek, 1964). Nämä hitaat shokkiaallot kykenisivät lämmittämään ja kiihdyttämään hiukkasia. Diffuusioalue, jossa energian muutos tapahtuu, on erittäin pieni. Petschek lisäsi malliin kummallekin puolelle virtalevyä kaksi hitaan moodin shokkiaaltoa, jotka liikkuvat diffuusioalueesta pois päin kohti ulosvirtausaluetta. Aallot liikkuvat samalla nopeudella kuin itse virtaus liikkuu sisään, jolloin aallot ovat seisovia. Shokkiaallot vaikuttavat plasman ja magneettikentän virtaukseen ja suuntaan myös diffuusioalueen ulkopuolella. Petschekin mallin mukaan, suurin osa energian muutoksesta tapahtuu näillä neljällä hitaan moodin MHD-shokkiaallolla (Pointin & Priest, 2022). Petschekin mallissa sisääntulonopeus on jopa 10 % Alfvénin nopeudesta (Kilpua & Koskinen, 2017), jolloin rekonnektio on huomattavasti nopeampaa kuin Sweet–Parker-mallissa. Malli pystyy käsittelemään enemmän magneettivuota ja aaltojen takia ulosmenevä plasma pystyy kiihtymään korkeampiin nopeuksiin. Nopeus, millä shokkiaallot kiihdyttävät virtausta, voidaan laskea MHD ”hyppytehojen” avulla. Magneettikenttä heikkenee shokkiaallon myötä mutta virtauskenttä tiivistyy. Jos oletetaan kokoonpuristumaton virtaus, on virtausnopeuden kasvettava ulosmenoalueella. Kiihtymisen määrä riippuu shokkiaallon ja x-akselin välisestä kulmasta. Kun magneettikenttä muuttuu orientaatiotaan shokin kohdalla, niin shokissa virtaus kiihtyy ulosmenosuuntaan. Ei-termiset hiukkaset kiihtyvät korkeisiin energioihin shokilla (Koskinen & Vainio, 2011, Kilpua & Koskinen, 2017).



Kuva 4 - Petschekin rekonnektiomalli (Pointin & Priest, 2022) Punaiset viivat kuvastavat hitaan moodin shokkiaaltoja. Tällä rajalla kenttäviivat kääntyvät. Virtaus saapuu diffuusioalueelle ylhäältä ja alhaalta ja poistuu sivuilta nopeampaa kuin tuli sisään. Raja-alueen voidaan ajatella olevan alue, jolla magneettikenttä poikkeaa huomattavasti kauempana sijaitsevasta magneettikentästä. Pieni alue keskellä on diffuusioalue, joka vastaa Sweetin ja Parkerin mallin diffuusioaluetta (Forbes, 2000). Tarpeeksi suurien magneettikenttien läheisyydessä shokkiaallon etenemisnopeus päihittää diffuusioalueen, jolloin aallot ovat merkittävässä roolissa diffuusion sijaan (Petschek, 1964). Magneettikenttäviivat muuttavat suuntaansa jyrkästi shokkiaaltojen kohdalla.



## 4 Rekonnektion ominaisuuksia

Tässä kappaleessa käyn laskujen avulla tarkemmin läpi Sweet–Parker-malliin liittyviä ominaisuuksia ja mitä seurauksia rekonnektoituminen aiheuttaa. Ominaisuuksilla tarkoitan sitä, miten plasma käyttäytyy diffuusioalueella ja sen ympärillä ja miksi. Lasketaan miten nopeaa plasma virtaa sisään/ulos, mitä energialle tapahtuu prosessin aikana, ja mitä seurauksia energian muuttumisella on. Tässä kappaleessa tulee tarkemmin ilmi Sweet–Parkerin-mallin puutteellisuus ja selitys sille.

### 4.1 Rekonnektion virtausnopeus

Rekonnektionopeuden avulla voidaan selvittää sisään tulevan magneettivuon ja plasman virtausnopeudet. Saadakseen sisään- ja ulostulon virtausnopeudet, oletetaan massan säilymislain pätevän virtauksessa, virtauksen olevan kokoonpuristamatonta ja sähkömagneettisen energian muuttuvan kineettiseksi energiaksi. Tällöin systeemiin tulee sisään ja lähtee ulos yhtä paljon plasmaa ja jatkuvuusyhtälö voidaan kuvata seuraavasti:

$$V_i L = V_o l \quad (4.1)$$

missä  $V_i$  ja  $V_o$  ovat sisään- ja ulostulonopeudet. Tämä kertoo myös sen, että ulosmenonopeuden kasvaessa,  $l$  pienenee, jolloin magneettikenttäviivat ovat myös lähempänä toisiaan.  $L$  on sisään tulevan plasman leveys ja  $l$  on poistuvan plasman leveys ( $l = L_B$  magneettikenttägradientin skaalapituus). Massa, joka saapuu diffuusioalueelle, kiihtyy korkeampiin nopeuksiin, jolloin kineettisen energian määrä kasvaa. Kun ulospäin menevä liike-energian määrä asetetaan yhtä suureksi sisään tulevan magneettisen energian kanssa, saadaan ratkaistua ulosmenevän vuon virtausnopeus. Sisään virtaavan vuon nopeus saadaan ratkaistua induktioyhtälön avulla. Tämä voidaan matemaattisesti esittää seuraavalla tavalla: Otetaan induktioyhtälö  $\frac{B}{t} = \frac{VB}{L_B} + \frac{B}{\tau_D}$ , missä  $\tau_D = \mu_0 \sigma L_B^2$ . Sijoitetaan diffuusioaika diffuusioyhtälöön. Tehdään oletus ajassa muuttumattomasta magneettikentästä (tasapainotila), jolloin konvektio- ja diffuusiotermit ovat yhtä suuret. Saadaan  $\frac{VB}{L_B} = \frac{B}{\mu_0 \sigma L_B^2}$ , josta saadaan ratkaistua plasman sisääntulonopeus

$$V_i = \frac{1}{\mu_0 \sigma L_B} \quad (4.2)$$

Ulosmenonopeus saadaan ratkaistua olettamalla ulosmenevän kineettisen energian olevan suurin piirtein verrattavissa magneettiseen energiaan diffuusioalueella  $\frac{1}{2} \rho V_o^2 = \frac{B_i^2}{2\mu_0}$ , jossa

$$V_o = \sqrt{\frac{B_i^2}{\rho \mu_0}} = V_A \quad (4.3)$$

joka sattuu olemaan Alfvénin nopeuden määritelmä. Alfvénin nopeus on nopeus, jolla magneettiset häiriöt/aallot liikkuvat plasmassa. Hyödyntämällä kaavoja (4.2) ja (4.3) kaavassa (4.1) ja olettamalla, että  $l = L_B$ , saadaan

$$V_i = \frac{V_o l}{L} = \frac{V_A l}{L} = \frac{V_A}{\mu_0 \sigma V_i L} \quad (4.4)$$

josta saadaan sisääntulonopeus:

$$V_i = \sqrt{\frac{V_A}{\mu_0 \sigma L}} = \frac{V_A}{\sqrt{S}} \quad (4.5)$$

Laskemalla sisäänmeno- ja ulostulonopeuksien suhde saadaan Sweet–Parker-rekonnektionopeus (Machin luku):

$$V_i/V_o = V_i/V_A = \frac{1}{\sqrt{S}} \quad (4.6)$$

Sweet–Parker-mallissa rekonnektionopeus on samaa suuruus luokkaa sisään tulevan virran Alfvénisen Machin luvun kanssa (Koskinen & Vainio, 2011). Aikaisemmin mainittiin, että magneettinen Reynoldsin luku on suuri ( $\gg 1$ ) avaruusplasmaissa, jolloin Sweet–Parker-rekonnektioaika on suuri. Prosessi on huomattavasti hitaampi kuin mitä havaintojen perusteella on todettu. Rekonnektionopeuden huomataan pienentyvän virranjohtavuuden kasvaessa. Voidaan päätellä energian purkautuvan aluksi todella nopeasti ja hidastuvan ajan kuluessa.

Kiihdyttämällä sisään tulevan plasman nopeutta Reynoldsin luvun ollessa vakio, ei saada kasvatettua rekonnektionopeutta. Alfvénin nopeus kasvaa, kun  $V_i$  kasvaa, jolloin nopeuksien suhde pysyy vakiona. Jos sisään tulevan magneettikentän voimakkuus kasvaa, myös Alfvénin nopeus kasvaa, joten sisään tulevan magneettikentän kokoonpuristuminen aiheuttaa Alfvénin nopeuden kasvamista, ja plasman kiihdyttäminen siis aiheuttaa magneettikentän

kokoonpuristumista. Petschekin mallissa tavoiteltiin nopeampaa rekonnektioaikaa, ja hän päätyi seuraavaan yhtälöön ( $S$  on Lundquistin luku.  $R_m(V_o = V_A) = S$ ):

$$\frac{v_i}{v_A} = \frac{\pi}{8 \ln S}$$

## 4.2 Energian muutos

Poyntingin vektorin ( $\mathbf{E} \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_0}$ ) avulla lasketaan sisään tulevan sähkömagneettisen energian määrä, eli sähkömagneettisen energian fluksi. Voidaan todistaa, että puolet sisään tulevasta magneettisesta energiasta muuttuu lämmöksi ja puolet plasman kineettiseksi energiaksi. Tarkastellaan tilannetta yhdessä ulottuvuudessa ja hyödynnetään Ohmin lakia  $\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \mathbf{J}/\sigma$ . Oletetaan, että systeemi on tasapainotilassa, että plasma on kokoonpuristumatonta ja että se noudattaa ideaalista Ohmin lakia diffuusioalueen ulkopuolella. Lisäksi tarkastellaan kaksiulotteista rekonnektiomallia. Tällöin Ohmin laki saadaan muotoon  $E = V_i B_i$  ja Poyntingin vektorin suuruus muotoon  $E B_i / \mu_0 = V_i B_i^2 / \mu_0$ . Vertailemalla kineettisen energian fluksia ja magneettisen energian fluksia keskenään

$$\frac{\text{Kineettinen energiavuo}}{\text{Magneettinen energiavuo}} = \frac{\rho V_i^3 / 2}{B_i^2 V_i / \mu_0} = \frac{1}{2} \frac{V_i^2}{V_A^2} \ll 1$$

saadaan suhde, joka on paljon pienempi kuin yksi, koska diffuusioalueelle saapuva virtaus on paljon hitaampaa kuin Alfvénin nopeus. Tällöin suurin osa sisäänpäin suuntaavasta virtauksesta on magneettisen energian muodossa. Diffuusioalueella magneettinen energia on paljon pienempi kuin diffuusioalueelle saapuva magneettinen energia. Tarkastellaan kaavaa ulosmenevän kineettisen energiavuonon  $\frac{1}{2} \rho V_o^3 l$  ( $l$  on diffuusioalueen paksuus) ja sisään tulevan sähkömagneettisen energiavuonon  $\frac{V_i B_i^2}{\mu_0} L$  ( $L$  on diffuusioalueen leveys) suhteen.

$$\frac{\text{ulosmenevä kineettinen energiavuo}}{\text{sisääntuleva sähkömagneettinen energiavuo}} = \frac{\frac{1}{2} \rho V_o^3 l}{\frac{V_i B_i^2}{\mu_0} L}$$

Massan säilymisen vuoksi  $V_i L = V_o l$ , joten yhtälö saadaan seuraavaan muotoon:

$$\frac{\frac{1}{2} \rho V_o^3 l}{\frac{V_i B_i^2 L}{\mu_0}} = \frac{\frac{1}{2} \rho V_o^3 l}{\frac{V_o l}{L} B_i^2 L} = \frac{\frac{1}{2} \rho V_o^2}{\frac{B_i^2}{\mu_0}}$$

Muistetaan, että  $V_A = \sqrt{\frac{B_i^2}{\rho \mu_0}}$ , josta ratkaistaan sisään tuleva magneettikenttä  $B_i^2 = V_A^2 \rho \mu_0$ . Nyt saadaan suhde:

$$\frac{\frac{1}{2} \rho V_o^2}{\frac{B_i^2}{\mu_0}} = \frac{\frac{1}{2} \rho V_o^2}{\frac{V_A^2 \rho \mu_0}{\mu_0}} = \frac{1}{2} \frac{V_o^2}{V_A^2}$$

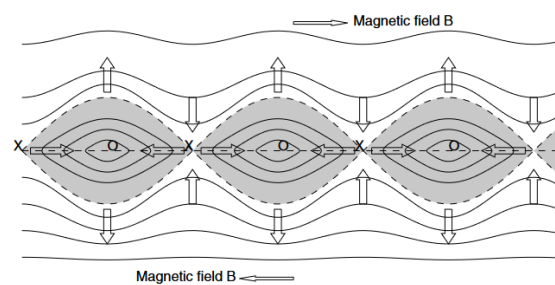
Jos ulosmenonopeus on Alfvénin nopeus  $V_A = V_o$ , niin tasan puolet sisään tulevasta energiavuosta muuttuu plasman kineettiseksi energiaksi, eli energioiden suhde on 1/2.

### 4.3 Hiukkasten kiihdyttäminen

Huomattiin, että puolet magneettisesta energiasta menee plasmavirtauksen kiihdyttämiseen. Loput energiat muuttuvat lämmöksi ja korkeaenergisten hiukkasten kiihdyttämiseen. Øieroset ym. (2002) havaitsivat tutkimuksessaan Wind-avaruusaluksen korkeaenergiaisten hiukkasten mittauksista, että elektronivuo ylty jopa 300 keV energioihin diffuusioalueella Maan magnetosfääriin pyrstössä. Energia pienentyy mentäessä kauemmas diffuusioalueesta. Tutkimuksen mukaan hiukkaset kiihtyvät diffuusioalueella, eivätkä sen ulkopuolella.

Wang (2015) esittää muutaman mahdollisuuden sille, miten hiukkasten kiihtyminen tapahtuu. Kun hiukkanen liikkuu sähkökentässä, sillä on potentiaalienergiaa. Elektronit ja ionit matkustavat vastakkaisiin suuntiin sähkökentässä, mutta ilmiötä ei havaita erityisen hyvin esimerkiksi Maan magnetosfääriin pyrstössä. Hiukkaset ehtivät karkaamaan kiihdytysalueelta pois rekonnektiomalleissa, ennen kuin ne ovat kiihtyneet mittauksissa havaittuihin energioihin (noin 200 keV luokkaan). Huomataan, ettei kiihdytys ole riippuvainen vain yhdestä prosessista. Jotain täytyy tapahtua, joka pitää hiukkaset kiihdytysalueella tarpeeksi pitkän ajan, kunnes ne ovat saavuttaneet mittauksissa havaittuja energioita. Elektronit voidaan kaapata elektrostaattiseen potentiaalikuoppaan, missä niiden energiat kasvavat tarpeeksi (Hoshino, 2005). Aallot ovat myös vastuussa hiukkasten kiihdyttämisestä magnetosfääriin pyrstön rekonnektioalueella. Näitä aaltoja voi havaita enemmän, kun lähestytään rekonnektion diffuusioaluetta, ja missä tahansa rekonnektion ulosvirtausalueella. Kaikista dynaamisin/aktiivisin aaltoalue esiintyy raja-alueella (Huttunen ym. 2007) missä

magneettikenttäviivat kääntyvät. Näiden sähköstaattisten aaltojen voimakkuus voi olla moninkertaisesti suurempi kuin rekonnektiosta aiheutuva sähkökenttä. Aallot antavat siis merkittävästi energiaa elektronien kiihdyttämiseen (Wang, 2015). Drake ym. (2006) keksivät, että elektronit saattaisivat kiihtyä keräämällä kineettistä energiaa heijastumalla ja ponnahtelemalla magneettisten saarekkeiden välillä (Fermi-kiihdytys), jotka muodostuvat kineettisissä rekonnektioprosesseissa (Hoshino, 2012). Magneettiset saarekkeet (kuva 5) syntyvät ”tearing”-moodin epästabiilisuuden seurauksena (Aschwanden, 2005a). Tämä kiihdytysprosessi on tehokkaampaa pienemmän plasman- $\beta$  alueilla. Betatron-kiihdytys voi olla yksi vaihtoehto magnetosfäärin pyrstössä tapahtuvalle hiukkasten kiihtymiselle.



Kuva 5 - Magneettiset saarekkeet (Aschwanden, 2005a). ”Tearing”-moodin instabiiliteetin seurauksena syntyneet magneettiset saarekkeet rekonnektioalueella. Plasma virtaa nuolien osoittamiin suuntiin.

#### 4.4 Laskuesimerkki

Lasketaan, mitä tyypillinen rekonnektioaika Auringon koronan massapurkauksessa (CME) olisi käyttämällä Sweet–Parker-mallia.

$$\tau = \frac{L}{v_i} = \frac{L}{v_A} \sqrt{S}$$

Tyypilliset pituudet ( $L$ ) magneettisille vuoköysille (prominenssit/filamentit) ovat luokkaa  $10^5$  km, Alfvénin nopeus luokkaa 650 km/s, tiheys  $10^9 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  ja magneettikentät 10-100 Gaussia. Johtavuus  $\sigma$  Auringon koronassa on luokkaa  $10^5 - 10^7$  siemens/m (Richardson, 2019), jolloin Lundquistin luku  $S = \mu_0 L v_A \sigma$  saa arvoja väliltä  $10^{12} - 10^{14}$ . Saadaan laskettua aika, joka on suunnilleen  $10^8$  s luokkaa (yli kolme vuotta), jos otetaan Lundquistin luvuksi  $10^{12}$ . Huomataan, että rekonnektioaika on huomattavasti suurempi mitä on mittaushavainnoista havaittu. Purkaukset Auringossa tapahtuvat minuuteissa.

## 5 Miten rekonnektiota tutkitaan

### 5.1 Numeeriset simulaatiot

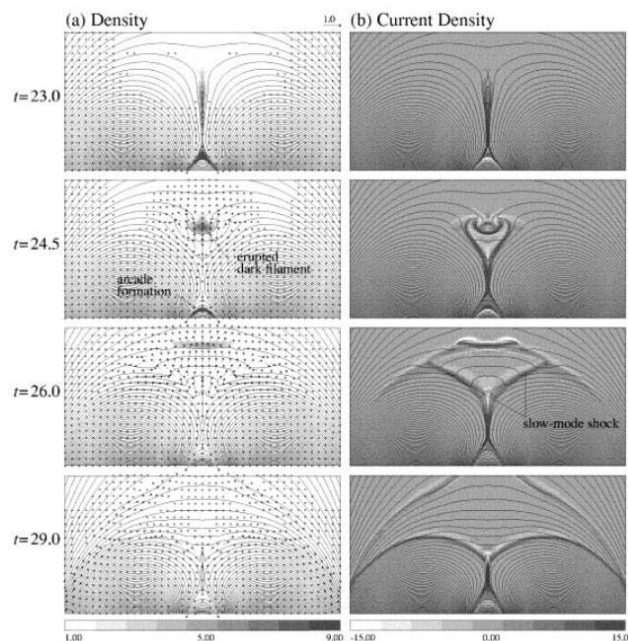
Numeerisia simulaatioita käytetään selittämään plasman käyttäytymistä erilaisissa rekonnektiotilanteissa. Simulaatioiden avulla voidaan esimerkiksi selvittää, miten auringonpurkauksissa hiukkaset kiihtyvät suuriin nopeuksiin, tai tapahtuuko rekonnektiota keulashokilla (Wang, ym., 2018). On olemassa paljon erilaisia simulaatioita eri skenaarioista. Erilaisia plasmamalleja rekonnektiosimulaatioissa on Hallin MHD (missä Ohmin laissa on mukana  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  termi), hybridisimulaatioita (joissa ionit käsitellään hiukkasina ja elektronit fluidina) tai PIC-simulaatio (Particle-in-Cell), jossa molemmat ionit ja elektronit käsitellään hiukkasina ja kentät ratkaistaan Maxwellin yhtälöistä.

Petschek-tyylinen rekonnektio voidaan numeerisesti simuloida. Käyttämällä resistiivisen ja ideaalin MHD:n yhtälöitä, simuloidaan kaksiulotteisia rekonnektiomalleja huomioiden rajaehdot. Uzdensky ja Kulsrud tutkimuksessaan (1999) simuloivat kaksiulotteisen Petschekin mallin, resistiivisyyden ollessa vakio. He huomasivat mallin redusoituvan Sweet–Parker-malliksi muutaman Alfvénin ajan jälkeen ( $\tau_A = L/V_A$ , jossa  $L$  on rekonnektioalueen leveys), jolloin Petschekin mallin rekonnektionopeus muuttuu Sweet–Parker-rekonnektionopeudeksi. He päättelivät, että myös Petschekin rekonnektiomalli on virheellinen, koska sekään ei ole tarpeeksi nopea.

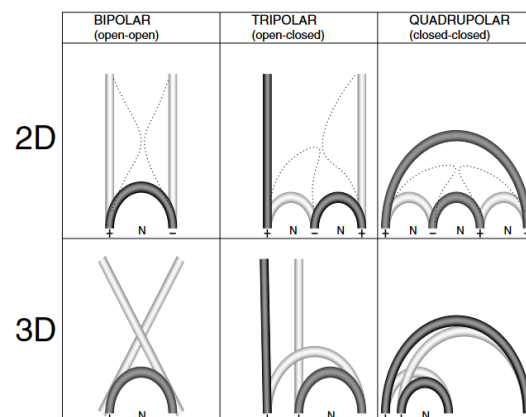
Pyrkimyksiä simuloida entistäkin parempia malleja on paljon, mutta olemassa olevia malleja voidaan käyttää monissa tilanteissa. Auringossa tapahtuvista rekonnektioista on tehty useita simulaatioita. Rekonnektioita voidaan simuloida esimerkiksi roihu- ja koronan massapurkauksista. Rekonnektioalueet Maan magnetosfäärissä ovat myös suuria kiinnostuksen kohteita.

Auringossa erilaiset silmukkonfiguraatiot (kuvat 6 ja 7) pystyvät aiheuttamaan sekä roihu- että koronan massapurkauksia. Kvadrupolaarinen rekonnektio on yleistä Auringon aktiivisilla alueilla, joissa on useampi silmukka. Silmukoiden neljän navan välimaastossa on neutraali piste (X-piste). Kvadrupolaarisessa mallissa on kaksi dipolia, joilla kummallakin on yksi positiivinen ja negatiivinen napa. Bipolaarisessa on kaksi napaa (positiivinen ja negatiivinen), tripolaarisessa kolme jne. Tripolaarisessa mallissa yksi kenttäviiva on avoin, eli sen toinen pää ei ole kytkeytynyt Auringon pintaan. Kaksiulotteisten rekonnektiosimulaatioiden toteuttaminen vaatii sen, että magneettiset polariteetit näissä malleissa vuorottelevat (+, -, +, -)

ja ovat järjestyksessä. Muuten tarvitaan kolmiulotteinen mallinnus. (Aschwanden M. J., 2005c).



Kuva 6 - Numeerinen simulaatio rekonnektiosta (Aschwanden, 2005a). 2.5D simulaatio kvadrupolaarisesta rekonnektiomallista, mitä tapahtuu esimerkiksi Auringon purkauksissa. Vasemmanpuolisessa kuvassa on plasman tiheys ja oikealla virran tiheys. Ajan kuluessa huomataan kahden hitaan moodin shokkiaallon muodostuvan rekonnektion seurauksena.

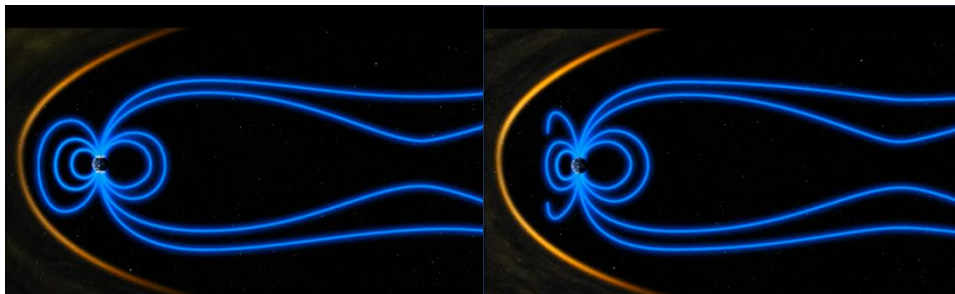


Kuva 7 - X-mallin rekonnektioita (Aschwanden, 2005a). X-tyyppisten rekonnektiomallien topologiaa Auringossa esiintyvissä silmukoissa. Mallit ovat bipolaarinen, tripolaarinen ja kvadrupolaarinen, jotka viittaavat napojen määrään.

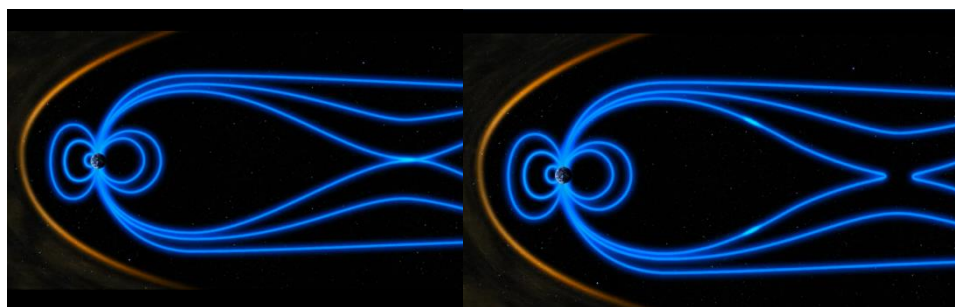
Rekonnektoitumista Maan lähiavaruudessa tapahtuu yöpuolella magnetosfäärin pitkässä pyrstössä, sekä magnetopausilla päiväpuolella (kuvat 8 ja 9). (Trattner ym., 2021). Kun aurinkotuulen plasma kohtaa Maan magnetosfäärin ulkorajan (magnetopausin) se puristaa Maan magneettikenttää. Aurinkotuulen magneettikenttä rekonnektoituu magnetopausilla, jonka seurauksena rekonnektioalueelta pääsee enemmän aurinkotuulen materiaa magnetosfääriin. Plasma pääsee tehokkaimmin magnetosfääriin napaonkaloiden kohdalta

Maan magneettikentän muodon seurauksena (kuva 11) (Ilmatieteen Laitos).

Rekonnektoituminen Maan magnetosfäärin kanssa aiheuttaa revontulia, kun korkeaaenergiaiset hiukkaset nopeasti liikkuvat kohti Maata. Maan magnetosfäärin pyrstölohkojen välisessä virtalevyssä plasma virtaa virtalevyä pitkin samalla kiihtyen suurempiin nopeuksiin.



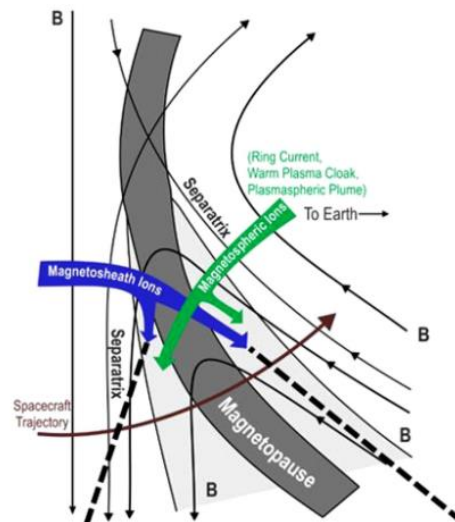
Kuva 8 (The European Space Agency, ESA/ATG medialab, 2021). Aluksi Aurinkotuuli puristaa Maan magneettikenttää kasaan, rekonnektion tapahtuessa magneettikenttäviivat siirtyvät yöpuolelle, jossa ne alkavat puristamaan magneettikenttäviivoja yhteen hännässä. Oranssi viiva on keulasokki. Siniset viivat ovat magneettikenttäviivoja, joita rajaa magnetopausi.



Kuva 9 (The European Space Agency, ESA/ATG medialab, 2021). Kun yöpuolella tapahtuu rekonnektio, vapautuu korkeaaenergiaisia hiukkasia, jotka kulkeutuvat kohti maapallon napa-alueita synnyttäen revontulet. Magneettikenttäviivat taipuvat yöpuolelle aurinkotuulen virtauspaineen seurauksena. Pyrstön pohjoispuolen magneettikenttäviivat osoittavat kohti maata, eteläpuolen viivat pois päin (Ilmatieteen Laitos).

Rekonnektiossa magnetopausilla (kuva 10) magneettikenttäviivojen magneettinen yhteys on erilainen toisella puolella separatriksia. Separatriksi koostuu kenttäviivoista, jotka ovat juuri rekonnektoitumassa, eli yhdistymässä X-viivaan. Separatriksi-raja jakaa sisään- ja ulosmenevät plasmat toisistaan (The European Space Agency, ESA/ATG medialab, 2021).

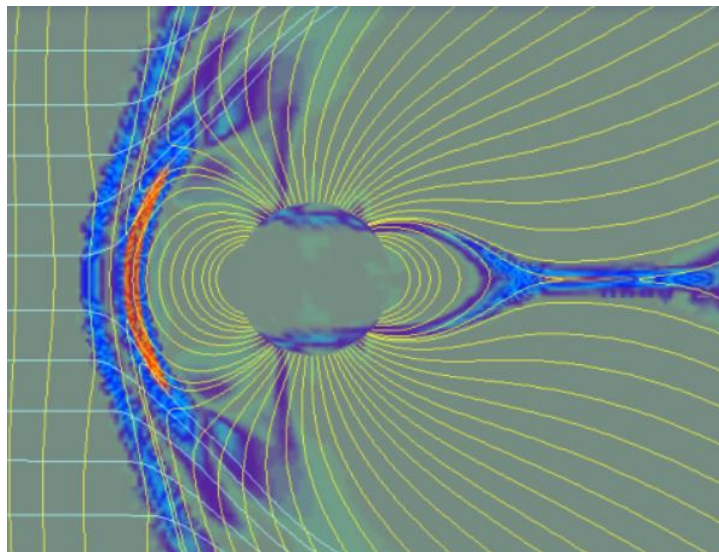




Kuva 10 - Rekonnektio magnetopausilla. Magnetopausilla esiintyvä virtalevy (harmaa), raja-alueet ja magneettinen rekonnektio-alue. Magnetosfäärin sisäpuolella kuuluvaan plasmaan sisältyy erilaisia hiukkaspopulaatioita, kuten rengasvirtaan kuuluvia ioneja, jolloin myös rengasvirran hiukkaset osallistuvat rekonnektioprosessiin (Trattner ym., 2021).

Maan magnetosfäärissä ilmenee sähkövirtoja rekonnektioprosessien yhteydessä.

Simulaatioiden avulla pystytään havainnoillistamaan magnetosfäärissä syntyneitä sähkövirtoja. Huomataan voimakkaimpien virtojen sijaitsevan magnetopausin kohdalla sekä pyrstön virtalevyssä, joka on pyrstölohkojen välissä (kuva 11).

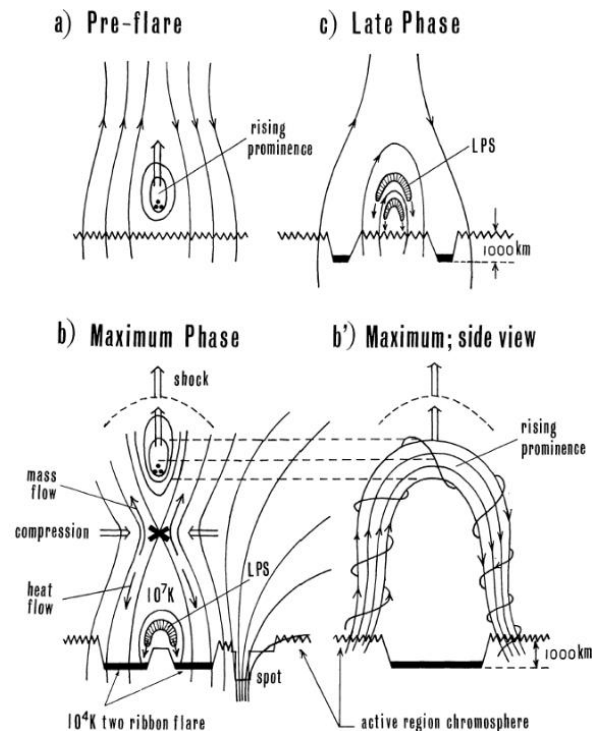


Kuva 11 - Magnetosfäärin sähkövirrat (Ilmatieteen Laitos). Keltaiset viivat ovat magneettikenttäviivoja ja vaaleansiniset viivat ovat plasman virtausviivoja. Voimakkaimmat virtaukset nähdään punaisella magnetopausilla sekä pyrstölohkojen välissä. Voidaan havaita miten magneettikenttäviivat tiivistyvät magnetopausilla ja taittuvat yöpuolelle.

## 5.2 Sateliittihavainnot

### 5.2.1 Havainnot Auringosta

Tarpeeksi laadukkailla kuvantamisvälineillä voidaan kuvata rekonnektoituvaa plasmaa auringonpurkauksissa. Auringon konvektiokerroksesta tulee jatkuvasti lisää magneettista vuota pintaan, muodostaen Auringon silmukoita (kuvat 12 ja 13).



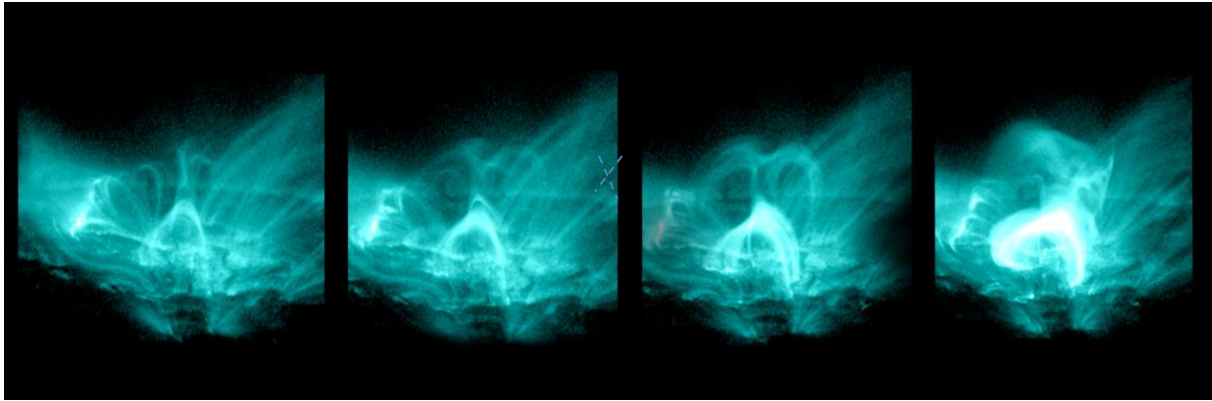
Kuva 12 - Rekonnektio roihupurkauksessa (Aschwanden, 2005a). Kuvassa näkyy roihupurkauksen yhteydessä tapahtuva rekonnektoituminen. Kun Auringossa noste tuo pintaan magneettisia vuoköyysiä (poikkileikkaus silmukasta kuvassa a), ne saattavat rekonnektioprosessissa vapauttaa suuria määriä magneettista energiaa roihu- tai CME-purkauksina aurinkotuuleen. Kaaren "jalat" lähenevät toisiaan jolloin, vastakkain suuntautuneet magneettikentät yhdistyvät (kuva b).

Aurinko käsittelee sen pintaan kertyvän magneettikentän vuon magneettisen rekonnektioprosessin avulla, välttääkseen magneettisen paineen kasvamisen liian suureksi. Toisin sanoen, Aurinko järjestee uudelleen suuren mittakaavan magneettikenttiä topologisilla muutoksilla (Aschwanden, 2005a). Solar Dynamics Observatory (SDO) on saanut kuvattua rekonnektion oikeassa ajassa (kuva 13). Tästä purkauksesta Helioviewerillä tekemäni videon<sup>1</sup> alku- ja loppupuolella voi havaita plasman muodostavan X-mallin roihupurkauksen yhteydessä kaaren yläpuolelle, jolloin vastakkain suuntautuneet kenttäviivat yhdistyvät. Video on samasta tapahtumasta kuvan 13 kanssa. Rekonnektion seurauksena kuumentunutta plasmaa purkautuu nopeasti avaruuteen päin ja takaisin Auringon pintaa kohti.

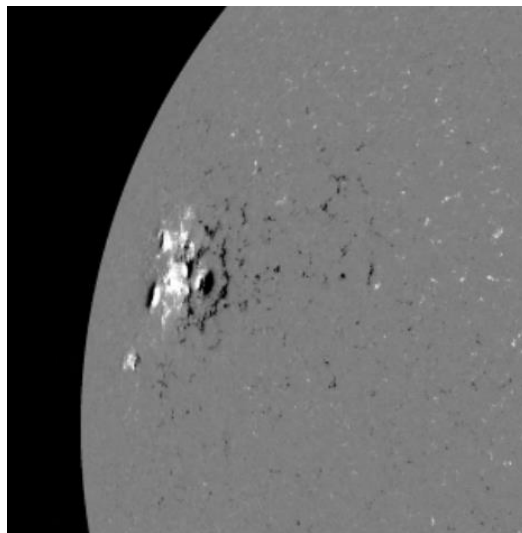
<sup>1</sup> linkki Helioviewerillä tekemäni videoon: <https://helioviewer.org/?movieId=GYVn5>

Huomattiin, että jopa puolet magneettisesta energiasta voi mennä hiukkasten kiihdyttämiseen, jopa 20–100 keV energioihin Auringon roihupurkauksissa (Hudson, 1971) sekä hiukkasten kuumentumiseen yli 10 MK lämpötiloihin (NASA, Goddard Media Studios, 2013).

Magnetogrammi kuvien (kuva 14) avulla voidaan havaita vastakkainsuuntautuneet polariteetit Auringon pinnalla. Rekonnektiot ovat todennäköisempiä tällaisilla alueilla, joten ne ovat hyviä alueita tarkastella.



Kuva 13 – Roihupurkaus. Kuva otettu SDO:n AIA instrumentilla 131Å aallonpituudella (NASA/SDO/AIA). Ensimmäisessä kuvassa voidaan havaita X-malli purkauksen yläpuolella, jossa rekonnektio tapahtuu. Roihupurkaus tapahtui 17. elokuuta päivä vuonna 2011. Rekonnektio havaittiin noin kello 2:05-2:20 UTC. Kuvat otettu kello 4:10, 4:15, 4:19 ja 4:20 UTC. Ensimmäisestä kuvasta huomataan hento X-malli kaarirakenteen yläpuolella. Toisessa kuvassa X-malli on katkennut, ja yllä oleva materiaali siirtyy ylös ja alaspäin. Viimeisessä kuvassa nähdään kuumentunut plasma rekonnektioprosessin seurauksena. (NASA, Goddard Media Studios, 2013)



Kuva 14 – Magnetogrammi kuva (Helioviewer) vuoden 2011 elokuun roihupurkauksesta. Kuvasta nähdään eri polariteetit valkoisella ja mustalla.

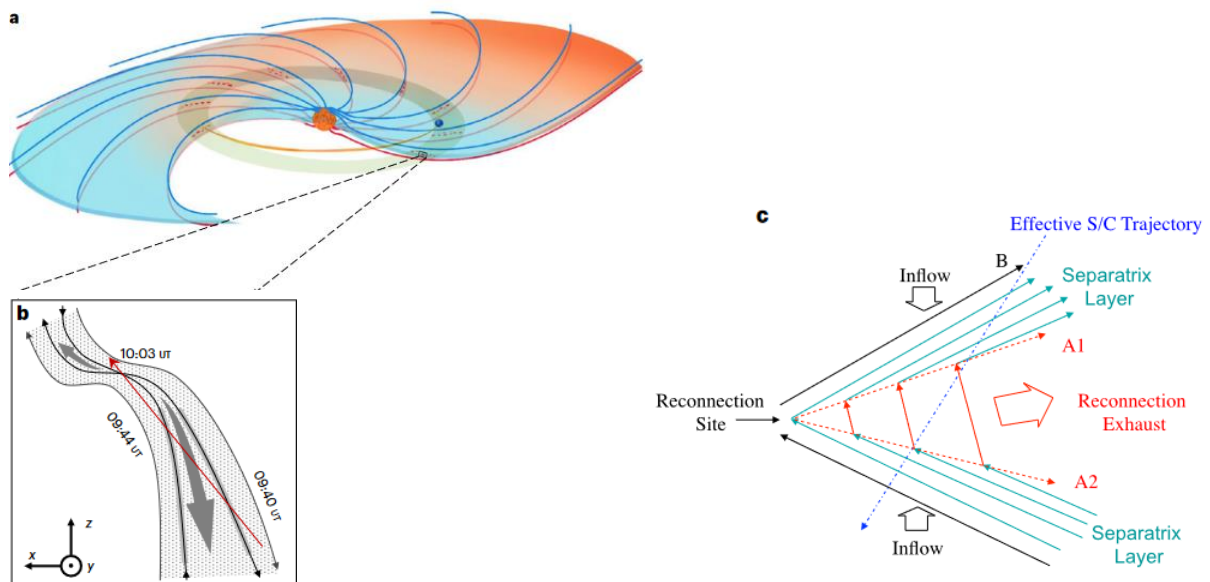
Korona kuumenee mitä kauemmaksi Auringon pinnasta mennään. Tähän kuumentumiseen voi löytyä selitys rekonnektioprosesseista. Kirjassa (Aschwanden, 2005b), käydään läpi viisi erilaista prosessia, jotka voivat olla vastuussa koronan kuumentamisesta. Kirja myös mainitsee useita tutkimuksia (s. 378) kustakin prosessista. Se miten rekonnektio aiheuttaa

koronan kuumentumista. Plasman kuumentuminen voi aiheutua esimerkiksi koronassa tapahtuvista nanoroihuista tai Alfvénin aalloista. Kromosfäärissä rekonnektio aiheuttaa Alfvénin aaltoja, jotka voivat koronaan kulkeutuessaan kuumentaa plasmaa siellä.

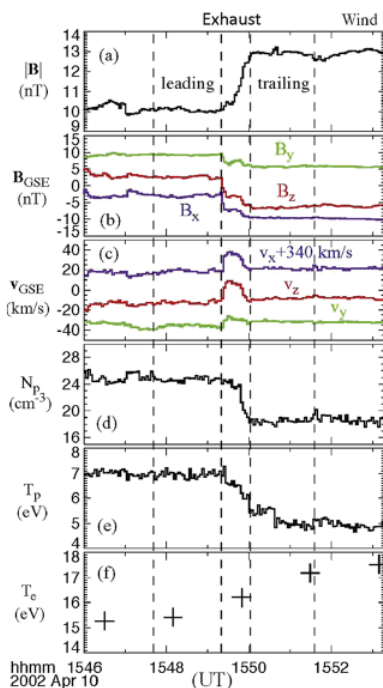
## 5.2.2 Havainnot aurinkotuulussa

Magneettista rekonnektiota aurinkotuulussa havaitaan satelliiteilla. Rekonnektio aiheuttaa kahti haarautuneen virtalevyn. Rekonnektoituminen voi olla räjähtävää tai turbulenttista. Tutkimuksessa (Wang, ym., 2022) havaittiin, että aurinkotuulussa diffuusioalueella plasma lämpenee tehokkaammin kuin hitaan moodin shokkiaalloilla, jotka rajaavat plasman ulosmenoaluetta. Aurinkotuulen virtausnopeuden havaittiin kasvavan plasman ulosmenoalueella. Satelliitin on oltava avaruudessa siellä missä rekonnektio tapahtuu ja kuljettava virtalevy/ulosmenoalueen läpi (kuva 15) havaitakseen rekonnektioprosessista seuraavat ilmiöt. Gosling ym. (2005) analysoivat ”Advanced Composition Explorer” (ACE) -satelliitin dataa aurinkotuulen plasmasta ja magneettikentästä. He havaitsivat korkeisiin nopeuksiin kiihtyneitä ionivirtauksia alueilla, joilla magneettikenttäviivat taivuttavat aurinkotuulussa. Tämä oli suora todiste magneettisesta rekonnektoitumisesta aurinkotuulussa. Aurinkotuulussa rekonnektion voi havaita kiihtyneestä plasmavirtauksesta ulosmenoalueella, jota rajaavat rotationaaliset epäjatkuvuusalueet. Nämä epäjatkuvuudet, jotka nähdään kuvassa 15 punaisilla katkoviivoilla ovat seuraus jatkuvasta sisään virtauksesta rekonnektioalueelle sekä kentän suuntaisesti etenevistä Alfvénisistä poikkeamista. Nämä epäjatkuvuudet kiihdyttävät plasmaa. Alfvénisesti kiihdytetyt plasma virtaukset havaitaan ulosmenoalueella, jossa magneettikenttäviivat ovat kääntyneet suhteessa siihen kulmaan missä kenttäviivat olivat ennen. Separatriksialue kuvastaa raja-alueita, joka jakaa erilaiset magneettikenttäalueet toisistaan. Magneettisen rekonnektion seurauksena kääntynyt kenttäviiva etenee Alfvénisina poikkeamina vastakkaisiin suuntiin pitkin rekonnektoitunutta kenttää plasmoihin, jotka ovat eri puolilla virtalevyä. Kun havaintolaite kulkee rekonnektioulostuloalueella, voidaan havaita nopeuksien ja magneettikenttien antikorrelaatio, ulostuloalueen ulkopuolella havaitaan nopeuksien ja magneettikenttien välillä korrelaatio (kuva 16) (Gosling, 2011). Supratermiset elektronit pystyvät siirtymään ulostuloalueen läpi kuvan 17 osoittamien aaltoilevien punaisten viivojen tapaan. Separatriksialue voi syntyä supratermisten elektronien seurauksena. Aurinkotuulen plasmassa havaitut supratermiset elektronit, ”Strahlit” kulkeutuvat eri suunnista pitkin heliosfäärin virtalevyn magneettikenttäviivoja. Rekonnektion jälkeen sulkeutuneella kenttäviivalla voidaan satelliittihavainnoilla huomata näiden strahlien sekoittuminen keskenään. Eri puolilta peräisin olevat strahlit ovat eri vahvuisia ja luovat

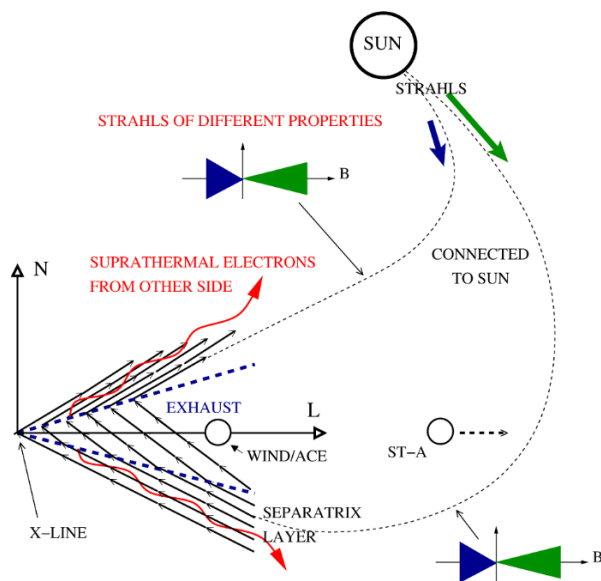
epäsymmetrisen elektronivirtauksen kuten kuvassa 17 havaitaan ulostulo- sekä separatriksialueilla (Lavraud, ym., 2009). Rekonnektio voi aiheutua aurinkotuulussa esimerkiksi interplanetaarisen koronan massapurkauksen (ICME) seurauksena (Riley, ym., 2002) tai jos nopea ICME kohtaa sitä edellä olevan hitaamman aurinkotuulen, jonka seurauksena niiden rajapinnalla tapahtuu rekonnektio vastaavaan tyyliin kuten magnetopausilla (McComas, ym., 1994). Gosling ym. (2005) havaitsivat rekonnektoitumisen olevan Petschekin mallin tyylistä, missä shokkiaallot olivat Alfvénin aaltoja ja ulosmenoalue on Petschekin mallin mukainen. Rekonnektio aurinkotuulussa voi muistuttaa myös epäsymmetristä rekonnektoitumismallia, jonka Levy, Petschek ja Siscoe kehittivät (1964).



Kuva 15 - Rekonnektio aurinkotuulussa. Kuvassa a on heliosfäärin virtalevyn osa missä voi tapahtua rekonnektio. Kuva b näyttää rekonnektion virtalevyssä, missä harmaat nuolet esittävät plasma ulosvirtauksia ja harmaat viivat nuolten välissä esittävät hitaanmoodin shokkiaaltoja, punainen viiva on havaintolaitteen lentorata. Pilkullinen alue kuvastaa plasman virtalevyä (kuva a ja b (Wang, ym., 2022)). Kuva c (Gosling, 2011) on yksinkertaistus rekonnektioprosessista aurinkotuulussa. Avaruusalus pääsee tekemään havaintoja rekonnektiosta kulkemalla separatriksi- ja ulosvirtausalueiden läpi aurinkotuulussa. A1 ja A2 viivojen läpi matkustaessa voidaan havaita hitaanmoodin shokkiaaltoja todisteena Petschek tyylisestä rekonnektiosta. Ulosmenoalue voidaan havaita kauempana rekonnektioalueesta.



Kuva 16 –Tyypillisiä havaintoja magneettisesta rekonnektiosta aurinkotuulesa. Magneetikenttä laskee ulosmenoalueella ja nopeus kasvaa. Huomataan magneettikenttien ja nopeuksien antikorrelaatio. Kentät pienenevät ja nopeus kasvaa ulosmenoalueella, jossa magneetikenttä on kääntynyt.



Kuva 17 - Rekonnektio aurinkotuulesa (Lavraud, ym., 2009). Kuva aurinkotuulesa esiintyvstä rekonnektioulostuloalueesta. Kaksi Alfvénin aaltoa etenee vasten sisääntulovirtausta kummallakin puolella rekonnektio virtalevyä (siniset katkoviivat). Aallot kiihdyttävät plasmaa pois rekonnektioalueelta. Vastakkaisen puolen sisäänvirtausalueesta peräisin olevat supratermiset elektronit virtaavat ulospäin aaltoilevien punaisten nuolten osoittamalla tavalla. Avaruusalus kuten WIND, ACE tai STEREO-A voi havaita supratermiset elektronipopulaatiot, jotka etenevät yhteen suuntaan pitkin kenttäviivaa kummaltakin puolelta heliosfääriin virtalevyä. Eripuolella elektroneilla on eri nopeudet, jotka on osoitettu sinisellä ja vihreällä nuolella. Näin syntyy epäsymmetrinen virtauspopulaatio.

## 6 Päätelmät

Sweet–Parker-malli ei kuvaa yhtä hyvin nopeaa rekonnektiota kuin Petschekin mallin kaltainen geometria. Petschekin mallin ongelmana on taas se, että se on epävakaata simulaatioissa, mikäli resistiivisyys on kaikkialla vakio. Tuolloin Petschekin malli muuttuu Sweet–Parker-malliksi. Vaikka mallit eivät kuvaa todellisia prosesseja kovinkaan hyvin, monissa prosesseissa on kuitenkin havaittu näiden mallien mukaista käyttäytymistä.

On edelleen epäselvää, mitä magneettisessa rekonnektiossa tarkalleen tapahtuu, kun kiihdytetään hiukkasia todella suuriin nopeuksiin. Useita erilaisia selityksiä kiihdytykselle on pyritty luomaan. Havainnoista aurinkotuulussa huomattiin, että plasma kuumenee enemmän diffuusioalueella ja kiihtyy ulostuloalueella. Tämän perusteella energian muuttuminen muodosta toiseen tulee ilmeiseksi.

Rekonnektioita voi tutkia laboratorio-olosuhteissa tai avaruudessa simulaatioiden lisäksi. Avaruudessa tietyt rekonnektioprosessit ovat vaikeita havaita. Avaruudessa havaintojen täytyy tapahtua rekonnektioalueiden läheisyydessä, alueilla missä avaruuden ominaisuudet (magneetikenttä, hiukkaset, jne.) ovat kokeneet muutoksia. Simulaatioita ei ole helppo tehdä 3D-malleista. Muuttujia ja yhtälöitä on paljon, jonka takia simulaatioiden tekeminen vaikeutuu.

Ei vaikuttaisi olevan olemassa yhtä ainoaa mallia kuvaamaan kaikkia rekonnektioprosesseja, vaan malleja muokataan tilanteen mukaisesti. Rekonnektioprosessin yhteydessä syntyneet Alfvénin aallot saattavat olla vastuussa Auringon koronan kuumentamisesta sekä aurinkotuulen kiihdyttämisestä. Tarkempien havaintojen, uusien mallien ja simulaatioiden myötä, voitaisiin mahdollisesti saada selvyys näihin mysteereihin. Ymmärtämällä Auringossa ja Maan magnetosfäärissä tapahtuvia rekonnektioprosesseja, pystytään tekemään tarkempia avaruussääennusteita. Kun ymmärretään enemmän avaruussään vaikutuksista Maahan, pystytään varautumaan mahdollisesti haitallisilta tapahtumilta paremmin. Fuusion toteuttaminen esimerkiksi Tokamakeissa, olisi suuri saavutus puhtaan energian tuotannon kannalta. Rekonnektioprosessien ymmärtämisellä ja hyödyntämisellä on siis yhteiskunnallisia, teknologisia ja ekologisia vaikutuksia ja merkittävyyttä.

## Lähdeluettelo

- Aschwanden, M. (2005a). Magnetic Reconnection. In *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions* (pp. 407-464). Chichester: Praxis Publishing Ltd.,
- Aschwanden, M. (2005b). Coronal Heating. In *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions* (pp. 355-406). Chichester: Praxis Publishing Ltd.
- Aschwanden, M. J. (2005c). *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions*. Chichester, UK: Praxis Publishing Ltd.
- Choudhuri, A. (1998). *The Physics of Fluids and Plasmas*. Cambridge University Press.
- Drake, J. F., Swisdak, M., Che, H., & Shay, M. A. (2006). *Electron acceleration from contracting magnetic islands during reconnection*. <https://doi.org/10.1038/nature05116>: Nature.
- Forbes, T. G. (2000). *The nature of Petschek-type reconnection*. Durham: SGEPS.
- Gosling, J. T. (2011). *Magnetic Reconnection in the Solar Wind*. Springer Science + Business Media.
- Gosling, J. T., Skoug, R. M., McComas, D. J., & Smith, C. W. (2005). *Direct evidence for magnetic reconnection in the solar wind near 1 AU*. Space Physics.
- Hones, E. W. (1986). The Earth's Magnetotail. 40-47.
- Hoshino, M. (2005). *Electron surfing acceleration in magnetic reconnection*. <https://doi.org/10.1029/2005JA011229>: Space physics.
- Hoshino, M. (2012). *Stochastic Particle Acceleration in Multiple Magnetic Islands during Reconnection*. Physical Review Letters.
- Hudson, L. R. (1971). *H.S. 10–100 keV electron acceleration and emission from solar flares*. <https://doi.org/10.1007/BF00150045>: Solar Physics.
- Huttunen, K. E., Bale, S. D., Phan, T. D., Davis, M., & Gosling, J. T. (2007). *Wind/WAVES observations of high-frequency plasma waves in solar wind reconnection exhausts*. <https://doi.org/10.1029/2006JA011836>: Space Physics.
- Ilmatieteen Laitos. (n.d.). Maan magneettikehä. <https://www.ilmatietaenlaitos.fi/magneettikeha>.
- Kilpua, E., & Koskinen, H. (2017). *Introduction to Plasma Physics*. Turku: Limes ry.
- Koskinen, H., & Vainio, R. (2011). *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*.
- Lavraud, B., Gosling, J. T., Rouillard, A. P., Fedorov, A., Opitz, A., Sauvaud, J.-A., . . . Russell, C. T. (2009). *Observation of a Complex Solar Wind Reconnection Exhaust from Spacecraft Separated by over 1800 RE*. DOI 10.1007/s11207-009-9341-x: Solar Physics.
- Levy, R. H., Petschek, H. E., & Siscoe, G. L. (1964). Aerodynamic Aspects of the Magnetospheric Flow. *AIAA Journal*.
- McComas, D. J., Gosling, J. T., Hammond, C. M., Moldwin, M. B., Phillips, J. L., & Forsyth, R. J. (1994). Magnetic reconnection ahead of a coronal mass ejection. *Geophysical Research Letters*, Volume 21, Issue 17, p. 1751-1754.



- NASA, Goddard Media Studios. (2013). X Marks the Spot: SDO Sees Reconnection.  
<https://svs.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/details.cgi?aid=11199>.
- NASA/SDO/AIA. (n.d.).
- Øieroset, M., Lin, R. P., Phan, T. D., Larson, D. E., & Bale, S. D. (2002). *Evidence for Electron Acceleration up to ~300 keV in the Magnetic Reconnection Diffusion Region of Earth's Magnetotail*. American Physical Society.
- Parker, E. N. (1957). *Sweet's Mechanism for Merging Magnetic Fields in Conducting Fluids*. Journal of Geophysical Research.
- Petschek, H. E. (1964). *Magnetic Field Annihilation*. Everett, Mass: Avco-Everett Research Laboratory.
- Pointin, D. L., & Priest, E. R. (2022). Magnetic reconnection: MHD theory and modelling. Living Reviews in Solar Physics.
- Priest, E. R., & Pontin, D. I. (2004). Magnetic Reconnection. In *The Sun and the Heliosphere as an Integrated system* (pp. 397-422). St. Andrews: Kluwer Academic Publishers.
- Richardson, A. S. (2019). *NRL Plasma Formulary*. Washington DC: U.S. NAVAL RESEARCH LABORATORY ; Division, Plasma Physics; Laboratory, Naval Research; Branch, Pulsed Power Physics.
- Riley, P., Linker, J. A., Mikić, Z., Odstrčil, D., Pizzo, V. J., & Webb, D. F. (2002). Evidence of Posteruption Reconnection Associated with Coronal Mass Ejections in the Solar Wind . *The Astrophysical Journal*.
- Sonnerup, B. U. (1970). *Magnetic-field re-connexion in a highly conducting incompressible fluid*. Cambridge University Press.
- Sweet, P. A. (1958). *The Neutral Point Theory of Solar Flares*. England: University of London.
- The European Space Agency, ESA/ATG medialab. (2021). Magnetic reconnection in Earth's magnetosphere .
- Trattner, K. J., Petrinec, S. M., & Fuselier, S. A. (2021). *The Location of Magnetic Reconnection at Earth's Magnetopause*. Space Science Review.
- Uzdensky, A. D., & Kulsrud, R. M. (1999). *2D Numerical Simulation of the Resistive Reconnection Layer*. Princeton: Princeton Plasma Physics Laboratory.
- Wang, R., Wang, S., Lu, Q., Li, X., Lu, S., & Gonzalez, W. (2022). Direct observation of turbulent magnetic reconnection in the solar wind. *nature astronomy*.
- Wang, S., Chen, L.-J., Bessho, N., Hesse, M., Wilson III, L. B., Giles, B., . . . Burch, J. L. (2018). *Observational Evidence of Magnetic Reconnection in the Terrestrial Bow Shock Transition Region*. Geophysical Research Letters, <https://doi.org/10.1029/2018GL080944>.
- Wang, Y. (2015). *Magnetic Cloud Boundary Layers and Magnetic Reconnection*. Springer.