

# Miksi tuuli kuljettaa eli eolisten prosessien teoriaa

JUKKA KÄYHKÖ

Maantieteen laitos, Luonnonmaantieteen laboratoriot, Helsingin yliopisto



Käyhkö, Jukka (1994). Miksi tuuli kuljettaa eli eolisten prosessien teoriaa (Aeolian sand transport: a review of current models). *Terra* 106: 3, pp. 277–288.

In both studies of ancient, as well as modern aeolian environments, an understanding of the physical mechanisms involved in aeolian transport is essential. The aim of this paper is to review the current models of aeolian sand transport, and outline their limitations. The forces and sub-processes behind aeolian transport are discussed briefly, as well as models that estimate the total sand flux. Over the last decade numerical modelling techniques and computer simulations have enhanced the rate of progress towards a more comprehensive and accurate model of wind blown sand transport. However, major uncertainties still remain in linking natural processes with those described by theory. There is a pressing requirement for further field studies involving wide-ranging environmental research. Only in this way can the relative importance of environmental and anthropogenic factors which control the initiation of wind erosion be fully understood.

Jukka Käyhkö, Department of Geography, Laboratory of Physical Geography, University of Helsinki, P.O. Box 9 (Siltavuorenpenger 20 A), 00014 University of Helsinki, Finland. Current address: Postgraduate Research Institute for Sedimentology, University of Whiteknights, P.O. Box 227, Reading RG6 2AB, UK.

Eolisilla prosesseilla tarkoitetaan sedimenttipartikkelien liikkeellelähtöä, kuljetusta ja kasautumista tuulen vaikutuksesta. Sana eolinen (brittienglanniksi *aeolian*, amerikanenglanniksi *eolian*) on peräisin Kreikan taruston tuulten jumalan Aeoluksen nimestä. Eolisen prosessin osat ovat yksinkertaisesti maanpinnalla oleva sedimentti ja yläpuolinen ilmavirtaus. Eolisen tutkimuksen tärkeimpinä päämäärinä pidetään ilmavirtauksen käyttäytymisen selvittämistä erilaisissa ympäristöissä, kynnysnopeuden määrittystä kenttäoloissa ja tuulennopeuden ja kuljetetun sedimenttimäärän välisen suhteen tarkentamista (Pye & Tsoar 1990).

Tuulitutkimus on viime vuosina edennyt jättiharppauksin. Yksinkertainen tilanne, jossa sedimentti koostuu yhdenkokoisista pallonmuotoisista rakeista ja tuuli puhaltaa yhdestä suunnasta vakionopeudella, on pystytty jotakuinkin mallintamaan niin tietokonesimulaatioilla kuin tuulitunnelikokeillakin. Silti ollaan kaukana luonnonsysteemin ymmärtämisestä. On äärimmäisen vaikeaa mitata yksiselitteisesti ja luotettavasti prosessiin vaikuttavat suuret kuten tuulennopeus, sedimentin laatu ja liikkuvan sedimentin määrä. Ristiriidat tutkimustuloksissa eivät suinkaan johdu hie-

kan epäjohdonmukaisesta käytöksestä, vaan suorituksen puutteellisesta määrittelystä.

Äskettäin julkaistussa artikkelissaan McEwan & Willetts (1993) toteavat, että nykyisten mallien parantamiseksi olisi selvítettävä, kuinka tempo-eräinen ja spatiaalinen vaihtelu tuulennopeudessa vaikuttaa eoliseen kuljetukseen. Toisaalta olisi pystyttävä määrittelemään sedimentin lajittuneisuuden ja pakkauksen merkitys, kuten myös kasvepiteen vaikutus.

## Eolisen tutkimuksen lyhyt historia

Tämän vuosisadan alkuun saakka tuulen merkitystä geomorfologisena agenttina pidettiin vähäisenä, eikä aiheeseen paneuduttu lähimainkaan samalla intensiteetillä kuin esimerkiksi veden ja jäätiköiden kuljetustyöhön. Yhtenä ensimmäisistä ja varmasti kuuluisimpana tuulen aineskuljetusta tutkineena henkilönä pidetään brittiläistä insinööriä ja upseeria R.A. Bagnoldia, joka 1930-luvulla Libyassa tekemillään tutkimuksilla loi perustan koko myöhemmälle eoliselle tutkimukselle. Hän sovelsi von Kármánin, Prandtlin ja Shieldsin samoihin aikoihin laatimia puhtaasti

virtausmekaniikkaan liittyviä oppeja käytännön eoliseen tutkimukseen ja julkaisi vuonna 1941 sittemmin klassikkoksi muodostuneen kirjansa »*The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*», joka lienee edelleen eniten siteerattu alan teos.

Yhdysvalloissa oli samoihin aikoihin herännyt kiinnostus eolisiin prosesseihin, kun Keskilännessä riehunut *dust bowl* -ilmiö puhalsi muutamana kuivana vuotena hedelmällisen viljelysmaan kirjaimellisesti taivaan tuuliin. Tätä perua on maanostieteilijöiden kiinnostus aiheeseen, kuten Chepilin (1945a, b) ja Chepil & Woodruffin (1963) julkaisut osoittavat. Parin vaukun vuosikymmenen jälkeen eolisten prosessien tutkimus sai tuulta purjeisiin taas 1970-luvulla. NASAn avaruusluotaimien lähettämät tiedot raivoisista pölymyrskyistä Marsin harvassa ilmakehässä käynnistivät tutkimuksen ilmanpaineen merkityksestä tuulen kuljetuskykyyn (esim. Iversen *et al.* 1976; White 1979). Sahelin alueen kuivuuskatastrofit ja sittemmin oivallettu ilmastoin mahdollinen lämpeneminen ja sen vaikutukset ekosysteemiin ovat viime aikoina lisänneet tutkimustarvetta.

Suomessa eolisen geomorfologian tutkimus on perinteisesti ollut vilkkaampaa kuin puhdas prosessitutkimus. Varhais-holoseenin dyynikenttien syntyä ja kehitystä ovat selvittelleet mm. Aartolahti (1967, 1973), Seppälä (1971, 1981), Lindroos (1972), Kotilainen (1990, 1991) ja Van Vliet-Lanoë *et al.* (1993), ja Suomen eolisia kerrostumia ovat kartoittaneet Lumme (1934) ja Aartolahti (1976). Harvalukuisesta prosessitutkimuksesta voidaan mainita Seppälän (1974, 1984) tutkimukset Hietatievoilla, Seppälä & Lindén (1978) tuulitunnelikokeet kareiden synnystä, Heikkisen & Tikkasen (1987) tutkimukset Kalajoella ja Käyhkön (1991) tutkimukset niinikään Hietatievoilla.

Useimmat Suomen dyynikentistä ovat kasvituneita ja stabiileita, mutta siellä täällä esiintyy eolista aktiivisuutta. Prosessitutkimukseen tulisi kenties kiinnittää nykyistä enemmän huomiota, jotta dyynikenttien kehityshistoria kyettäisiin sitomaan entistä tarkemmin holoseenin ympäristömuutoksiin ja jotta ymmärrettäisiin nykyisen tilan tausta ja pystyttäisiin ennustamaan dyynikenttien tulevaisuus mahdollisesti muuttuvassa ilmastossa.

## Ilmavirtaus

Seuraava lyhyt kooste virtausmekaniikan alkeista on tekniikan alalla jokapäiväistä leipää. Siksi viittauksia lähteisiin ei ole sisällytetty tekstiin, paitsi kohdissa, jotka voidaan eolisessa yhteydessä yksiselitteisesti merkitä jollekin henkilölle.

Suomenkielinen kirjallisuus eolisesta kuljetusprosessista on niukkaa, eikä kaikille käsitteille ole olemassa vakiintunutta suomenkielistä nimeä. Siksi kirjoitelmassa ehdotetaan muutamia termejä. Muutoin suomenkielinen terminologia perustuu pääosin Wuoren (1990) virtausmekaniikan oppikirjaan.

## Neste ja sen viskositeetti

Neste on määritelmän mukaan ainetta, joka ei pysty vastustamaan pienintäkään jatkuvasti vaikuttavaa leikkausjännitystä (*shear stress*). Kokoonpuristuvuuden perusteella nesteet voidaan jakaa kahteen ryhmään: »varsinaisiin» nesteisiin sekä kaasuihin. »Varsinaisten» nesteiden kokoonpuristuvuus on niin pientä, ettei sitä yleensä tarvitse ottaa huomioon. Suomenkielessä ei ole vastinetta englanninkielien sanalle *fluid*, jolla tarkoitetaan sekä »varsinaisia» nesteitä että kaasuja (Wuori 1990).

Viskositeetti on mitta sille, kuinka tehokkaasti neste pystyy leikkausjännitystä vastustamaan. Helposti juoksevilla nesteillä on alhainen viskositeetti, jähmeällä puolestaan korkea. Viskositeetti syntyy nesteen sisäisestä kitkasta, lähinnä molekyylien välisestä koheesiosta. Ilma ja puhdas vesi ovat ns. newtonilaisia nesteitä, joiden viskositeetti ei ole derivaatan  $du/dz$  (nopeusgradientin) funktio, vaan leikkausjännitys on lineaarisesti verrannollinen nopeuden muutokseen. Geomorfologisista agenteista esimerkiksi jäätikköjään viskositeetti puolestaan vaihtelee suuresti, ja se on ei-newtonilaista nestettä.

## Laminaarivirtaus ja turbulenti virtaus

Kun neste virtaa hitaasti tasaisen pinnan yläpuolella, jokainen nesteen molekyyli liikkuu periaatteessa pinnansuuntaisesti. Pinnan ja nestevirran välinen kitka hidastaa alimpia molekyyliä, ja hidastusvaikutus välittyy viskositeetin ansiosta ylemmäksi. Nesteen nopeuden huomataan kasvavan ylöspäin lineaarisesti etäisyyden funktiona. Tällaista virtausta kutsutaan laminaariksi, sillä nestepatsaan voidaan katsoa koostuvan ohuista kerroksista (laminoista), jotka liukuvat suhteessa toisiinsa (kuva 1). Mitä korkeampi viskositeetti sitä suurempi voima tarvitaan liikuttamaan nestelaminoita tietyllä nopeudella toistensa lomitse. Kahden (hypoteettisen) laminan välisen viskositeetin voittamiseen tarvittavaa voimaa kutsutaan laminaariksi leikkausjännitykseksi (*laminar shear stress,  $T_l$* ). Laminoiden välisen nopeus- ja korkeuseron suhde  $du/dz$  on samalla nestevirtauksen nopeusgradientti (*velocity gradient*). Koko nestepatsaan aiheuttama leikkausjännitys on nopeus-

gradientin ja nesteen dynaamisen viskositeetin ( $\mu$ ) tulo. Nopeusgradientti on siis suoraan verrannollinen leikkausjännitykseen ja kääntäen verrannollinen viskositeettiin. Nestepatsaan viskositeetista johtuva kitkavoima on nesteen viskositeetin ( $\mu$ ), nopeuden ( $U$ ) ja pituuden ( $L$ ; matka tai esim. partikkelin läpimitta) funktio,

$$Z\mu U/L^2, \quad (1)$$

missä  $Z$  on empiirinen vakio.

Ilman  $\mu$  on merenpinnan tasolla  $+15\text{ }^\circ\text{C}$ :n lämpötilassa  $1.78 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$  ja tiheys  $1.23 \text{ kg m}^{-3}$ . Dynaaminen viskositeetti ja tiheys voidaan supistaa yhdeksi parametriksi jakamalla edellinen jälkimmäisellä. Näin päädytään kinemaattiseen viskositeettiin ( $\nu$ ), jonka arvo ilmalle on  $1.45 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

Kun nestevirtauksen nopeus kasvaa, laminaarivirtaus muuttuu turbulentiksi, ja ilma-alkioiden liikkeen suunta ja nopeus samoin kuin ilmapatsaan paine vaihtelevat voimakkaasti. Enää ei ole yksiselitteistä suhdetta korkeuden ja nopeuden välillä, vaan ainoastaan keskimääräinen nopeus tietyllä korkeudella. Turbulentissa virtauksessa korkeuden ja nopeuden suhde ei enää myöskään ole lineaarinen, vaan virtausnopeus pysyy suurena aivan pinnan läheisyyteen saakka muodostaen logaritmisen nopeusgradientin (kuva 1).

## Reynoldsin luku

Laminaarivirtauksen kehittyminen turbulentiksi johtuu kitkavoimien ja massavoimien suhteen muutoksesta. Viskositeetin aiheuttama kitkavoima esiteltiin jo yllä. Massa- tai hitausvoima eli inertia puolestaan on Newtonin I lain mukaisesti nesteen nopeuden tai liikesuunnan muutosta vastustava tila joka on suhteessa tiheyteen ( $\delta$ ), nopeuteen ja pituuteen:

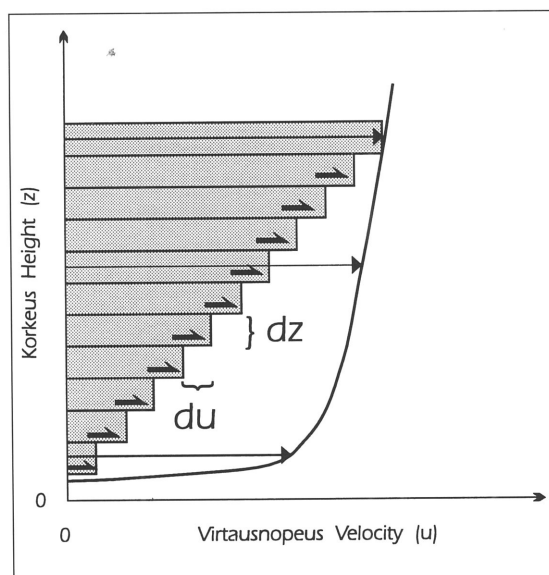
$$Z\rho U^2/L, \quad (2)$$

missä  $Z$  on empiirinen vakio.

Kitka- ja massavoimien suhde on sedimenttikuljetuksen tärkeimpiä suureita ja tunnetaan nimellä Reynoldsin luku,  $Re$ . Supistamalla kitka- ja massavoimien yhtälöt päädytään yhtälöön  $\rho LU/\mu$ , ja kun äsken todettiin  $\rho/\mu$ :n olevan yhtä kuin kinemaattinen viskositeetti ( $\nu$ ), voidaan Reynoldsin luku kirjoittaa muotoon:

$$Re = LU/\nu. \quad (3)$$

$Re$  on nimetty viime vuosisadalla eläneen englantilaisen fyysikon Osborne Reynoldsin mukaan. Tutkiessaan nesteen putkivirtausta hän huomasi



Kuva 1. Nesteen laminaarivirtauksessa (harmaat pylväät) nopeusgradientti on lineaarinen. Turbulentivirtauksen (viiva) nopeusgradientti on logaritminen, mikä aiheuttaa pinnan tasossa suuren leikkausjännityksen (Pye & Tsoarin 1990 mukaan).

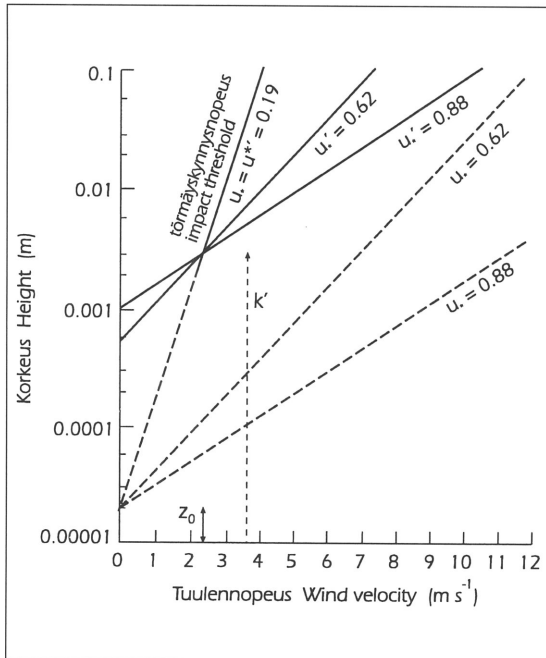
Fig. 1. Boundary layer velocity profiles for laminar flow (grey bars, linear velocity gradient) and turbulent flow (solid line, logarithmic velocity gradient), plotted on the same scale (Modified from Pye & Tsoar 1990).

laminaarivirtauksen muuttuvan turbulentiksi jos 1) nesteen viskositeetti alenee, 2) nesteen nopeus kasvaa tai 3) putken läpimitta kasvaa äkillisesti. Yhtälöstä voi myös huomata, että  $Re$  on dimensioton kun metrit ja sekunnit supistuvat pois. Kenttäoloissa tehdyissä tuulitutkimuksissa ilma ei virtaa putkessa, ja silloin pituussuureeksi  $L$  valitaan esim. dyynien korkeus tai sedimenttipartikkeleiden läpimitta, tutkimusongelmasta riippuen.

Kun  $Re$ :n arvo on pieni, kitkavoimat ovat valitsevia ja virtaus laminaari. Suurilla arvoilla puolestaan massavoimat tulevat tärkeiksi, ja virtaus muuttuu turbulentiksi.  $Re$ :n kynnsarvo pyörteiselle virtaukselle on putkivirtauksessa noin 2000, eolisissa kenttäoloissa yli 6000 (Houghton 1986). Tämä saavutetaan jo hitailla tuulennopeuksilla (n.  $0.1 \text{ m s}^{-1}$ ), ja niinpä eolisissa kuljetusprosessissa virtaus voidaan aina olettaa turbulentiksi (Bag-nold 1941; Chepil & Woodruff 1963).

$z_0$

Aivan lähellä maanpintaa tuulennopeus on aina nolla. Tuulennopeuden nollopisteen korkeus on lähes riippumaton tuulennopeudesta: olipa kuin-



Kuva 2. Tuulen nopeusgradientteja stabiilin pinnan yläpuolella (katkoviivat) ja hiekan liukuessa (yhtenäiset viivat). Profiilit osoittavat myös suhteelliset leikkausnopeudet ( $u_*$ ) von Kármán-Prandtin logaritmisesta nopeusprofiilimallin mukaan (Bagnoldin 1941 mukaan). Fig. 2. Wind velocity profiles over stationary (broken lines) and mobile (solid lines) sand bed showing the relative shear velocities as given by von Kármán-Prandtl logarithmic velocity profile law (Modified from Bagnold 1941).

ka kova myrsky tahansa, lähellä sedimenttipintaa tietyllä korkeudella on tyyntä. Toisin sanoen kun nopeusgradienttisuorat piirretään puolilogaritmiseen koordinaatistoon, ne leikkaavat lähes samassa pisteessä ns.  $z_0$ -korkeudella, ja vain suorien kulmakertoimet eroavat (kuva 2). Nikuradse on määrittänyt  $z_0$ :n arvoksi  $d/30$ , missä  $d$  on pinta-hiekan keskimääräinen raekoko, ja Bagnold (1941) postuloi ajatuksen absoluuttisesta  $z_0$  korkeudesta.  $z_0$ :n suuruus riippuu kuitenkin  $d$ :n lisäksi sedimenttirakeiden muodosta ja pakkauksesta, ja Greeley & Iversenin (1985) mukaan  $z_0$  vaihtelee välillä  $d/8$ – $d/30$ .

### Leikkausnopeus $u_*$

Virtaava ilma aiheuttaa maanpintaan kohdistuvan pinnansuuntaisen voiman, jota kutsutaan leikkausnopeudeksi  $u_*$  (friction velocity) ja joka on maanpinnan tasossa vaikuttavan leikkausjännityk-

sen ( $T_0$ ) ja ilman tiheyden funktio:

$$u_* = (T_0/\rho)^{1/2}. \quad (4)$$

Leikkausnopeuden käyttäminen eolisessa tutkimuksessa tuulennopeuden sijaan on erittäin perusteltua, sillä  $u_*$  määrittyy yksiselitteisesti korkeudesta riippumatta, kun puolestaan tuulennopeuden yhteydessä on aina ilmoitettava myös, miltä korkeudelta nopeus on mitattu.

Leikkausnopeus voidaan kenttäoloissa määrittää mittaamalla tuulennopeus kahdelta tai useammalta eri korkeudelta. Nopeimmin nopeusgradientin voi määrittää asettamalla ylemmän anemometrin korkeudeksi  $2.718 \times$  alemman anemometrin korkeus, ja sijoittamalla havainnot puolilogaritmiselle asteikolle, jolloin havaintopisteiden välinen ero on  $u_*$  (Pye & Tsoar 1990). Toisaalta leikkausnopeus voidaan ainakin periaatteessa määrittää yhdeltä korkeudelta mitatun virtausnopeuden ja pinnan karheuden funktiona ns. von Kármán-Prandtin logaritmisesta nopeusprofiiliyhtälön avulla:

$$U/u_* = (1/\kappa) \ln(z/z_0), \quad (5)$$

missä  $U$  on keskimääräinen tuulennopeus korkeudella  $z$ ,  $\kappa$  on von Kármánin universaali vakio ( $=0.4$ ) ja  $z_0$  on tuulennopeuden nolapisteiden korkeus.

Tästä on Nikuradse (cit. Gerety 1985) edelleen johtanut semiempiirisen yhtälön käyttämällä hiekkä pintamateriaalina:

$$u_* = U / [(1/\kappa) \ln(z/d) + C], \quad (6)$$

missä  $C$  on vakio 8.48. Yhtälö toteutuu vain kun pinta on stabiili eli hiekka ei liiku. Eolisessa tutkimuksessa käytetään usein Reynoldsin luvusta johdettua  $Re_p$ -lukua (particle friction Reynolds number), joka on leikkausnopeuden ja partikkelien läpimitan funktio:

$$Re_p = u_* d/\nu. \quad (7)$$

Jos sedimentti on hyvin hienorakeista ( $<80 \mu\text{m}$ ), sen muodostamaa pintaa kutsutaan sileäksi (aerodynamically smooth) ja  $Re_p$  on pienempi kuin 5 (Nickling 1994). Aerodynaamisesti sileän pinnan yläpuolelle saatta syntyä ohut laminaarivirtauksen kerros (laminar sub-layer), vaikka olosuhteet muutoin olisivatkin otolliset turbulentin virtauksen synnylle. Tällaisessa tapauksessa ei yllämainittu leikkausnopeuden yhtälö pidä paikkaansa, sillä nopeusprofiili laminaarikerroksen sisällä on lineaarinen.

Kun sedimentti on raekooltaan suurempaa, pintaa kutsutaan karheaksi (*aerodynamically rough*,  $Re_p > 70$ ), virtaus on turbulenti ja ainakin periaatteessa von Kármán–Prandtin leikkausnopeuden yhtälö toteutuu. Käytännössä von Kármán–Prandtin kaksiulotteinen malli ei kuitenkaan iene pätevä kuvaamaan kolmiulotteista sedimenttipintaa, sillä Gillies & Nickling (1994) ovat tuulitunnelitutkimuksessaan havainneet hiekkapinnan tasossa vaikuttavan leikkausjännityksen esim. 20 mm:n partikkelikoolla olevan jopa 30 % teoreettista arvoa suurempi.

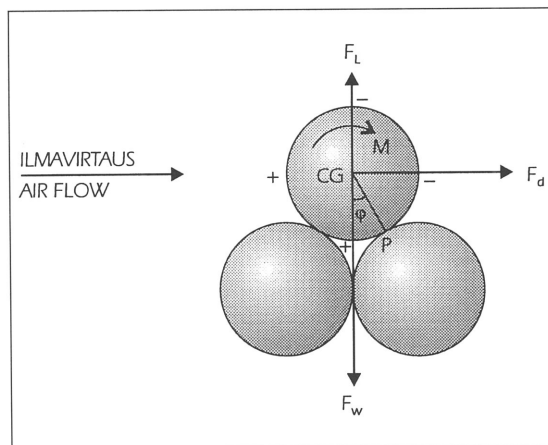
### Rajakерros ja virtauksen irtoaminen

Rajakерros (*atmospheric boundary layer*) on se ilmakehän osa, jossa ilmavirran nopeus kasvaa 0:sta 99 %:iin vapaasta virtauksesta. Rajakerroksen paksuus riippuu maanpinnan karheudesta ja on yleensä muutamasta sadasta metrillä yli kilometriin. Kun nopeusgradientti on turbulentsissa rajakerroksessa logaritminen, aiheuttaa ilma alhaisesta viskositeetistaan huolimatta suuren leikkausjännityksen maanpinnan tasossa (vrt. kuva 1).

Virratessaan alle 50–60 m:n sekuntinopeudella, eli useimmissa alailmakehän tapauksissa, ilma liikkuu lähes kokoonpuristumattomana. Tämä tarkoittaa, että törmätessään esteeseen ilma ei puristu kasaan vaan väistää. Silloin on voimassa Bernoullin yhtälö, eli staattinen paine (joka tunnetaan pinnalla, jonka yli neste virtaa) ja dynaaminen paine (joka syntyy nesteen kineettisestä energiasta) muodostavat vakiosuuruisen kokonaispaineen. Tästä puolestaan seuraa, että nestevirran tielle osuvat kappaleet aiheuttavat virtaviivojen taipumisen ja kokonaisenergiämäärän tasapainoilua liike-energian ja staattisen paineen välillä. Jossakin kohdassa kappaleen ylävirran puoleisella pinnalla on ns. patopiste, jossa nopeus on nolla ja staattinen paine = kokonaispaine. Alavirran puolella puolestaan saavutetaan kohta, jossa virtauksen suunta muuttuu negatiiviseksi ja syntyy pyörre ts. virtaus irtoaa. Tämä havaitaan säännöllisesti dyynien suojanpuoleisella sivulla; virtauksen irtoaminen ja dyynien muoto toimivat siis vastavuoroisina toisiaan säätelevinä seikkoina (Pye & Tsoar 1990).

### Levossa olevaan sedimenttipartikkeliin vaikuttavat voimat ja tuulen kynnysnopeus

Turbulenti nestevirtaus kohdistaa horisontaalisella pinnalla levossa olevaan partikkeliin kaksi voimaa: virtauksen suunnassa vaikuttavan painevoiman (*drag force*,  $F_d$ ) ja pystysuunnassa vaikuttavan nostovoiman (*lift force*,  $F_L$ ) (kuva 3). Painevoima koostuu partikkelin virtauksen puoleiseen



Kuva 3. Levossa olevaan sedimenttipartikkeliin tuulen puhaltaessa vaikuttavat voimat.  $F_L$  on nostovoima,  $F_d$  painevoima,  $F_w$  painovoima ja  $M$  momenttivoima. CG on massakeskipiste ja P tukipiste (Pye & Tsoarin 1990 ja Nicklingin 1994 mukaan).

Fig. 3. Forces acting on a stationary grain, where  $F_L$ ,  $F_d$ ,  $F_w$  ja  $M$  are the lift, drag, weight and moment forces, respectively, on the grain; CG and P are the centre of gravity and pivot point (Modified from Pye & Tsoar 1990 and Nickling 1994).

sivuun kohdistuvasta positiivisesta paineesta, suolasivulle virtauksen irrotessa syntyvästä negatiivisesta paineesta ja partikkelin lakea sivuavasta tangentialisesta leikkausjännityksestä (*skin friction drag*). Kokonaispainevoima  $F_d$  voidaan esittää yhtälönä:

$$F_d = C_d \rho U^2 A, \quad (8)$$

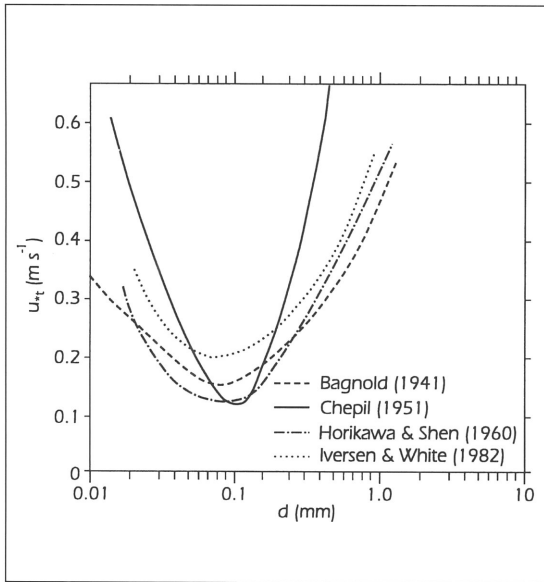
missä  $A$  on kappaleen suurin poikkipinta-ala virtauksen suunnassa ja  $C_d$  on dimensioton vakio, jonka arvo riippuu lukuisista seikoista kuten partikkelin muodosta,  $Re$ :sta ja pinnan karheudesta.

Nostovoima syntyy partikkelin ylä- ja alapinnan välillä vaikuttavasta paine-erosta, joka tunnetaan myös nimellä Bernoullin ilmiö. Puolipallon muotoiseen kappaleeseen vaikuttava turbulentin virtauksen nostovoima  $F_L$  on:

$$F_L = (C_L \rho U^2 A) / 2, \quad (9)$$

missä  $C_L$  on dimensioton vakio.

Näiden voimien summan tulee ainakin hetkelisesti ylittää partikkelia paikallaan pitävien voimien summa, jotta partikkeli lähtisi liikkeelle. Paikallaan pitävät voimat ovat painovoima, partikkelien väliset koheesivoimat ja momenttivoima  $M$ . Malleissa hiekanjyvät oletetaan pallon-



Kuva 4. Neljän mallin ennustamat virtauskynnysnopeudet ( $u_{*t}$ ) läpimitaltaan ( $d$ ) eri kokoisille kvartsirakeille (Pye & Tsoar 1990).

Fig. 4. Threshold friction velocity ( $u_{*t}$ ) curves for quartz grains of different diameter ( $d$ ) (Pye & Tsoar 1990).

muotoisiksi ja keskenään yhtäsuuriksi (vrt. kuva 3), jolloin edelläkuvatut yhtälöt voidaan ratkaista. Luonnon sedimenteissä nämä ehdot toteutuvat vain harvoin, ja siksi ei ole mitään syytä olettaa mallien olevan absoluuttisesti oikeassa. Partikkelien liikkeen käynnistävän tuulenopeuden kynnysarvo on kuitenkin eroosiotutkimuksen tärkeimpiä kulmakiviä, mistä syystä asiaa on tutkittu runsaasti.

Kun hiekkapinnan yläpuolella puhaltavan tuulen nopeus kasvaa, saavutetaan lopulta nopeus, jolla ensimmäiset jyväset lähtevät liikkeelle. Bagnold (1941) kutsui tätä tuulenopeutta nimellä *fluid threshold velocity*. Käyhkö (1991) on ehdottanut termille suomenkielistä nimeä virtauskynnysnopeus, joka kuvaa liikkeellelähtötapahtumaa nimenomaan virtaavan nesteen vaikutuksesta. Sedimentin päällimmäisten jyvästen altistuessa paine- ja nostovoimille ne ovat vapaita liikkumaan vain ylöspäin, sillä naapurirakeet rajoittavat niiden sivusuuntaista liikettä. Liikkumaan pyrkivän rakeen on pyörähdettävä naapurinsa ylitse, ja silloin kriittiseksi seikaksi muodostuu liikkuvan rakeen massakeskipisteen ja rakeiden kontaktipisteen välinen kulma ( $\varphi$ ) (kuva 3), joka määrää pyörähdykseen vaadittavan momentin. Romboedrisessä pakkauksessa pallonmuotoisilla rakeilla tämä kulma on 30 astetta. Mitä pienempi on kul-

ma sitä helpompaa on pyörähdys.

Bagnold (1941) määritteli virtauskynnysnopeuden ( $u_{*t}$ ) horisontaalisella alustalla seuraavasti:

$$u_{*t} = A [(\rho_p g d) / \rho_a]^{1/2}, \quad (10)$$

missä  $A = (\theta_t)^{1/2}$ , missä puolestaan  $\theta_t$  on ns. Shieldsin vakio (Miller *et al.* 1977). Kun  $Re_{pt}$  (particle friction Reynolds number tuulen kynnysnopeudella) on suurempi kuin 1, on  $A$ :n arvo likimain 0.1. Pienemmillä  $Re_{pt}$  arvoilla  $A$  ja sen myötä kynnysnopeus kasvaa. Käytännössä tämä merkitsee raekokoa noin  $< 75 \mu\text{m}$  (kuva 4). Yhdistämällä ylläoleva kaava yhtälöön (5) voidaan kynnysnopeus ilmoittaa tuulennopeutena  $U$  korkeudella  $z$ :

$$U_t = (1/\kappa)A[(\rho_p g d) / \rho_a]^{1/2} \ln(z/z_0). \quad (11)$$

Kuvassa 4 näkyvät erot eri tutkijoiden määrittämissä kynnysnopeuksissa johtuvat todennäköisesti eroista tutkimuksessa käytetyn sedimentin laadusta (koko, lajittuneisuus, tiheys, muoto, pakkaus) ja mahdollisesti myös liikkeen alkamisen erilaisesta määrittelystä. Toisekseen on mittausmekaniikan kehittyessä useaan otteeseen havaittu (ks. esim. Anderson *et al.* 1991), että leikkausjännitys vaihtelee turbulentsissa virtauksessa melkoisesti, ja että partikkelien liike saattaa alkaa nimenomaan sopivan pyörteen vaikutuksesta, vaikka keskimääräinen virtausnopeus pysyttelisisikin kynnyn alapuolella. Lisäksi on huomattava, että sedimentin pintakerroksen raekokojakauma voi poiketa huomattavasti koko sedimentifasieksen raekokojakaumasta. Esimerkiksi Logie (1981) huomasi tuulitunnelikokeissaan hiekan liikkeen tyrehtyvän tuulen puhallettua jonkin aikaa vakionopeudella. Hän katsoi ilmiön johtuvan tuulen lajittelusta: alhaisimman kynnysnopeuden fraktio lentää pois ja jäljelle jää korkeampi residuaalisedimentti. Sarre & Chancey (1990) puolestaan selittävät tuulen lajittelun voivan tapahtua myös siten, että hienoaines varisee suurempien rakeiden alle saltaatiopommituksen kineettisen energian aiheuttamassa tärinässä. Kynnysnopeuteen vaikuttavat partikkelikoon lisäksi muutkin seikat. Rinnekaltevuuden vaikutusta ovat selvittäneet esim. Howard (1977), Howard *et al.* (1978) ja Hardisty & Whitehouse (1988). Periaatteessa kynnysnopeus on korkeampi tuulen puhaltaessa ylämäkeen ja alhaisempi tuulen puhaltaessa alamäkeen. Howard (1977) esitti seuraavan yhtälön kynnysnopeuden ja rinnekaltevuuden välille:

$$u_{*t} = F^2 d [(\tan^2 \alpha \cos^2 \theta - \sin^2 \chi \sin^2 \theta)^{1/2} - \cos \chi \sin \theta], \quad (12)$$

missä  $F = B(\rho_p g / \rho_a)^{1/2}$ , ja

$B$  on vakio (0.13),  $\alpha$  on sedimentin lepokulma,  $\theta$  on rinnekaltevuus ja  $\chi$  on tuulensuunnan ja rinteeseen kulun välinen kulma.

Koheesiovoimat kohottavat virtauskynnysnopeutta etenkin pienillä fraktioilla, kuten yhtälöissä 10 ja 11 esiintyvän vakio  $A$ :n määrittelyssä todettiin. Koheesiovoimia aiheuttavat van der Waalsin voimat, sähkövaraukset ja partikkelien pintaan adsorboituneet kalvot, kuten vesi ja suolat. Kosteuden vaikutusta eoliseen kuljetusprosessiin ovat tutkineet mm. Belly (1964), Bisal & Hsieh (1966), Svasek & Terwindt (1974), Borówka (1980), De Ploey (1980), Knottnerus (1980) ja Sarre (1988). Useimmin käytetty lienee Belyyn (1964) Bagnoldin kynnysnopeuden yhtälöstä johtama malli kynnysnopeudelle kostealla pinnalla ( $u_{*TW}$ ):

$$u_{*TW} = u_{*r}(1.8 + 0.6 \log W), \quad (13)$$

missä  $W$  on sedimentin kosteus-%.

Jäätymisen vaikutusta tuulen aineskuljetukseen on selvitelty McKenna Neuman (1989, 1990). Hän on havainnut sublimaation irrottavan jäätyneestä sedimentistä päällimmäisiä jyväsia mahdollista jonkinasteisen aineskuljetuksen. Suomessa asiaa ei ole joitakin satunnaisia havaintoja lukuunottamatta tutkittu (esim. Seppälä 1971, 1974), vaikka ilmastomme antaakin aiheen pohdita seikan mahdollista merkitystä.

Suolojen vaikutus eoliseen kuljetukseen voi olla merkittävä etenkin merien rannikoilla ja voimakkaan haihdunnan alueilla. Sedimentin pinnalle kiteytyvät suolasaostumat ovat erittäin tehokkaita kuljetuksen estäjiä, elleivät ne tuhoutu saltaatiopommituksessa. Gillette (1994) on raportoinut pölymyrskyistä, jotka ovat seurausta suojaavan suolakuoren tuhoutumisesta saltaation vaikutuksesta Owens Lakella Kaliforniassa. Muita tutkimuksia suolojen vaikutuksesta eoliseen kuljetukseen ovat tehneet mm. Nickling & Ecclestone (1981), Nickling (1984) ja Dijkmans *et al.* (1986), joista ohessa esitetään Nickling & Ecclestone (1981) empiirinen yhtälö suolaisen sedimentin kynnysnopeudelle ( $u_{*IS}$ ):

$$u_{*IS} = u_{*r}(0.97 \exp 0.1031S), \quad (14)$$

missä  $S$  on sedimentin suolapitoisuus mg/g.

Viimeisenä kynnysnopeuteen vaikuttavana seikkana voidaan mainita partikkelien muoto. Koska muoto säilyy vakiona kuljetusprosessissa (lyhyellä aikavälillä) ja se vaikuttaa myös partikkelin lentäessä, on muodolla vaikutusta kynnysnopeuden lisäksi myös partikkelien lentoradan muotoon ja kokonaiskuljetusmäärään. Muodon vaikutuksesta eoliseen kuljetukseen ei vallitse yksimielisyyttä. Williamsin (1964) kokeet lasi-

kuulilla, kvartsihiekillä ja murskatulla kvartsiilla osoittavat muodon vaikutuksen muuttuvan tuulennopeuden mukaan. Hiljaisilla tuulilla pallonmuotoiset partikkelit liikkuvat kulmikkaita vähemmän, kovilla tuulilla taas kulmikkaita enemmän. Vaikka Williamsin tulokset liittyvät enemmän kuljetusmäärään kuin kynnysnopeuteen, voidaan tuloksista ekstrapoloida pallonmuotoisilla partikkeleilla olevan kulmikkaita suurempi kynnysnopeus. Willetts *et al.* (1982) saivat samansuuntaisia, mutta eivät yhtä selviä tuloksia kuin Williams. Willetts (1983) ja Jensen & Sørensen (1986) puolestaan huomasivat, että partikkelin muodolla on merkitystä enemmänkin saltaatiotörmäyksissä kuin liikkeellelähdyssä. Mazzullo *et al.*:n (1986) tutkimuksen mukaan nimenomaan pallonmuotoiset partikkelit liikkuvat helposti tuulen mukana kulmikkaiden jyvästen jäädessä paikalleen residuaalisedimentiksi. Willetts & Rice (1983) ottavat kantaa partikkelin muodon määrittämisen vaikeuksiin ja suhtautuvat hieman epäillen esim. Williamsin (1964) tulkintoihin partikkelien pallonmuotoisuudesta ja pyöristyneisyydestä. Williams (1966) ja Baba & Komar (1981) pitävät raemuotoa (*form*) pyöristyneisyyttä (*roundness*) ja pintatekstuuria tärkeämpänä seikkana partikkelien liikkeessä.

## Partikkelien liike ja kuljetustavat

Kun paine- ja nostovoimat ylittävät partikkelia paikallaan pitävien voimien summan, partikkeli lähtee liikkeelle. Kappaleen koosta riippuu, kuinka se tämän jälkeen käyttäytyy. Bagnoldin (1941) mukaan voidaan tuulen kuljetuksessa erottaa kolme kuljetustapaa, jotka vallitsevat pääasiassa partikkelikoon mukaan. Pienimmät, alle 70  $\mu$ m:n kokoiset jyväsäet lentävät tuulen mukana pitkiä matkoja putoamatta välillä maahan ns. suspensiona. Suspensio on ilmassa huomattavasti harvinaisempaa kuin vedessä, koska hiekanjyvä on noin 2000 kertaa tiheämpää kuin ilma, mutta vain noin kaksi ja puoli kertaa tiheämpää kuin vesi. Hiekanjyvä putoaa siis ilmassa huomattavasti nopeammin kuin vedessä pienemmän nosteen vuoksi.

Suuremmat rakeet aina noin 1000  $\mu$ m:iin saakka liikkuvat hiekkapinnalla pomppimalla, saltaationa. Koska nopeusgradientti  $du/dz$  on suurimmillaan aivan hiekkapinnan tuntumassa, vähenee nostovoima eli paine-ero partikkelin ylä- ja alapuolella varsin nopeasti jyväsen kohotessa ylemmäksi. Näin ollen partikkelin aluksi ylöspäin suuntautunut liike kääntyy nopeasti tuulensuuntaiseksi. Jyväsen horisontaalinen nopeus kasvaa painevoimien vaikutuksesta jopa n. 70 %:iin il-mavirran nopeudesta (Greeley *et al.* 1983), ja nos-

tovoiman kadottua painovoima vetää jyväsien takaisin maanpinnalle. Bagnold (1941) ja Chepil (1945a) mittasivat saltaatiofraktion partikkeleille lähes pystysuoria lähtökulmia ( $75^\circ$ – $90^\circ$ ), kun taas White & Schulz (1977) valokuvasivat 350–710  $\mu\text{m}$  kokoisten lasikuulien lentoratoja noin  $0.4 \text{ m s}^{-1}$  leikkausnopeudella ja totesivat kuulien lähtökulman olevan keskimäärin  $50^\circ$  ja törmäyskulmien keskimäärin  $14^\circ$ . Todennäköisesti White & Schulzin havainnot ovat oikeampia, sillä he pysyivät seuraamaan partikkelien liikettä muutaman mm:n päässä hiekkapinnasta, kun taas 1930-luvulla tehdyissä kokeissa havainnot tehtiin kauempaa. Lasikuulien lähtönopeudeksi White & Schulz (1977) mittasivat keskimäärin  $70 \text{ cm s}^{-1}$  ja törmäysnopeudeksi  $160 \text{ cm s}^{-1}$ . Anderson & Hallet (1986) puolestaan raportoivat, että yleensä partikkelit iskeytyvät takaisin sedimenttipintaan 3–5 kertaa lähtönopeudella eli noin 10–20 kertaisella kineettisellä energialla. Joskus saattavat saltaationa lentävät rakeet saada ylimääräistä potkua ilmavirtauksen pyörteisyydestä, jolloin niiden lentoradasta tulee mutkitteleva. Hunt & Nalpanis (1985) ja Nalpanis (1985) kutsuvat tällaista liikettä nimellä *modified saltation*, erotuksena »oikeasta» (*true*) suoraviivaisesta saltaatiosta. Myös suspensio on jaettu kahteen alaluokkaan: lyhyen ja pitkän matkan suspensioon (*long-term vs. short-term suspension*) (Tsoar & Pye 1987).

Hiekanjyvän lentäessä ilmassa siihen vaikuttaa painovoiman, painovoiman ja nostovoiman lisäksi vielä neljäs voima, ns. *Magnus effect*. White & Schulz (1977) havaitsivat hiekanjyväsien kohoavan saltaatiopompuissaan jopa 25 % korkeammalle kuin niiden teoreetisesti pitäisi. He havaitsivat myös, että näin tekivät etenkin sellaiset rakeet, jotka pyörivät nopeasti (100–300 kierrosta sekunnissa). Nopea pyörimisliike taivuttaa virtaviivat partikkelin ympärillä epäsymmetrisiksi ja synnyttää rakeen ylä- ja alapinnan välille Bernoullin ilmiötä vastaavan paine-eron ja ylimääräisen nostovoiman etenkin yli 100  $\mu\text{m}$ :n fraktioilla.

Kaikkein suurimmat tai huonosti tuulen paineesta osallisiksi pääsevät rakeet eivät pysty edes nousemaan ilmaan, vaan vierivät pitkin maanpintaa, etupäässä saltaatiopartikkelien tyrkkiminä. Tätä vierimisliikettä kutsutaan nimellä *contact load, surface creep* ja *reptation*.

Partikkelin iskeytyessä takaisin hiekkapintaan koko kuljetusprosessi järkkyy. Nyt eivät hiekanjyväsien enää liiku pelkästään tuulen paineesta, vaan myös takaisin maahan iskeytyvien jyväsien heittäminä. Samoin tuulennopeus muuttuu, kun ilmavirtaus onkin yhtäkkiä sakeana lentävistä jyväsistä, joiden inertia jarruttaa ilmavirtausta. Hiekkakuljetusprosessi on huomattavasti tehokkaampi nyt kun tuuli voi käyttää lentäviä jyväsien väli-

kappaleina energian siirtoon sedimenttipinnalle. Tästä aiheutuu, että tuulennopeutta voidaan itse asiassa hiljentää noin 80 %:iin virtauskynnysnopeudesta ennen kuin hiekan liike taas tyrehtyy. Bagnold (1941) kutsui tätä uutta, alemmaa kynnysnopeutta nimellä *impact threshold* osoittamaan partikkelipommituksen merkitystä. Käyhkö (1991) on ehdottanut suomenkieliseksi termiksi törmäyskynnysnopeutta.

Leikkausnopeussuureen hyödyllisyys tuulitukimuksessa tulee esiin, kun tutkitaan, kuinka tuulennopeuden käy saltaatiotilanteessa. Kuvassa 2 katkoviivat kuvaavat tuulen nopeusgradienttia eri leikkausnopeuksilla kun pinta on stabiili. Kun hiekan annetaan liikkua tuulen mukana, huomataan, että tuulennopeuden nollapiste  $z_0$  katoaa, ja nopeusgradienttisuorat yhtyvät uudessa, korkeammalla sijaitsevassa pisteessä  $k'$  (Bagnold 1941). Gerety (1985) tosin on suominut Bagnoldin ajatusta absoluuttisesta  $k'$  korkeudesta (*focal point*) liian yksinkertaisena mallina. Pistemäisen  $k'$  korkeuden sijaan pitäisi puhua  $k'$  korkeusvyöhykkeestä, sillä gradienttisuorat eivät leikkaa yhdessä pisteessä, vaikka ne piirtämistarkkuuden rajoissa saattavat näyttää niin tekevänsä (kuva 2). Tällä korkeudella tuulennopeus vastaa sedimentin törmäyskynnysnopeutta. Kun verrataan tuulennopeutta jollakin korkeudella ennen ja jälkeen hiekanliikkeen alkamisen, huomataan, että tuulennopeus on hidastunut. Leikkausnopeus sitävastoin on ennallaan, koska nopeusgradienttisuoran kulmakerroin ei ole muuttunut. White & Schulz (1977) esittävät leikkausnopeuden yhtälön hiekan liikkeessä (vrt. yhtälö 6):

$$u_*' = (U - 10.79u_{*c}) / ((1/\kappa) \ln(z/d) - 2.29), \quad (15)$$

missä  $U$  on tuulennopeus korkeudella  $z$ ,  $u_{*c}$  on törmäyskynnysnopeus,  $\kappa$  on von Kármánin vakio ( $=0.4$ ) ja  $d$  on partikkelien läpimitta.

Leikkausnopeuden pysyttely törmäyskynnysnopeudella  $k'$ -korkeudella perustuu hiekanliikkeen ja ilmavirtauksen nopeuden vuorovaikutukseen. Jos tuulennopeus kasvaa, saltaationa lentävät jyväsien saavat suuremman nopeuden ja niiden törmäys takaisin hiekkapintaan lennättää suuremman määrän uusia jyväsien ilmaan. Pomppaavien jyväsien kasvanut määrä hidastaa tuulennopeutta, kunnes saavutetaan jälleen tasapaino. Kun tarkastellaan tuulennopeutta  $k'$ -korkeuden alapuolella (kuva 2), huomataan, että leikkausnopeuden kasvaessa tuulennopeus alenee. Chepil & Woodruff (1963) selittävät tämän siten, että suuremmilla leikkausnopeuksilla esiintyvä suurempi hiekanjyväsien konsentraatio hidastaa tuulennopeutta. Viimeaikaisissa tutkimuksissa (esim. Gerety 1985; McEwan & Willetts 1993) on ymmärretty, että



saltaatiopilven sisäinen tuulennopeus on erittäin mutkikas asia, eikä leikkausnopeus olekaan vakio kaikilla korkeuksilla. Tämä johtuu siitä, että saltaatoratansa eri vaiheissa partikkelin suhteellinen nopeus ympäröivään ilmapirtaukseen nähden on erilainen. Kohotessaan ilmapirtaukseen partikkelin nopeus on ympäristöä pienempi, mutta pudotessaan takaisin pintaa kohti kappale tunkeutuu hitaammin liikkuvaan virtaukseen. Toisin sanoen partikkeli muuttaa nopeusgradienttia eri suuntiin eri korkeuksilla (ns. *grain borne shear stress*), ja periaatteessa nopeusgradienttikäyrä on kupera ylöspäin (McEwan & Willetts 1993).

### Kuljetusmäärä

Kuljetusmäärän arviointi on yksi eolisen tutkimuksen tärkeimmistä tavoiteista. Lukuisat tutkijat ovat laatineet matemaattisia malleja tuulennopeuden ja liikkuvan hiekan määrän välisen suhteen kuvaamiseksi. Useimmat mallit perustuvat virtausmekaniikan teoriaan, mutta ne sisältävät empiirisiä vakioita. Yksinkertaisimmat yhtälöt kuten O'Brien & Rindlaub (1936), Williams (1964) ja Borówka (1980) eivät sisällä hiekan raekokoparametria, ja niin ollen niiden käyttökelpoisuus rajoittuu tiettyyn fraktioon. Bagnoldin (1941) esittämässä hiekankuljetusyhtälössä on parametri raekoolle, ja se on ollut tiennäyttäjänä myöhemmille malleille. Yksinkertaisena sitä on ollut helppo soveltaa erilaisissa tutkimuksissa:

$$q = C(d/D)^{1/2}(\rho/g)u_*^3, \quad (16)$$

missä  $q$  on kuljetusmäärä aikaa ja portin leveyttä kohti,  $d$  on partikkelikoko,  $D$  on ns. standardipartikkelikoko 0.25 mm,  $\rho$  on partikkelin tiheys,  $g$  on painovoiman kiihtyvyyden,  $u_*$  on leikkausnopeus ja  $C$  on vakio, joka saa eri arvoja hiekan raekoon heterogeenisuuden mukaan: lähes homogeeninen hiekka 1.5, normaali dyynihiekka 1.8 ja hyvin heterogeeninen hiekka 2.8.

Yhtälön mukaan liikkuvan hiekan määrä on periaatteessa leikkausnopeuden kolmannen potenssin funktio, jota partikkelin ja sedimenttipinnan ominaisuudet tarkentavat. Vakio  $C$ :n eri arvot johtuvat siitä, että karhealla pinnalla saltaatio on paljon tehokkaampaa ja liikkuvan hiekan määrä suurempi kuin sileällä pinnalla.

Bagnoldin mallissa on yksi vakava puute, sillä se ei sisällä kynnysnopeusparametria, vaan olettaa hiekanliikkeen vähenevän tuulenopeuden myötä vähitellen nollaan. Hsun (1973) mallista puuttuu myös kynnysnopeus, mutta siinä liikkuvan hiekan määrä ilmoitetaan Frouden luvun funktiona:

$$q = 10^{-5}K_H(10Fr)^3, \quad (17)$$

missä  $Fr = u/(gd)^{1/2}$  (massavoimien ja partikkelin painon suhde) ja  $\ln K_H = -0.47 + 4.97d$ .

Kawamuran (1951) yhtälö olettaa Bagnoldin tavoin kuljetusmäärän olevan leikkausnopeuden kolmannen potenssin funktio, ja hänen mallinsa sisältää myös kynnysnopeusparametrin:

$$q = K_K(\rho/g)(u_* - u_{*c})(u_* + u_{*c})^2, \quad (18)$$

missä  $K_K$  on empiirinen vakio 2.78.

Kawamuran (1951) yhtälössä raekoolle ei anneta suurta painoa, sillä tämä esiintyy ainoastaan kynnysnopeuden määritelmässä.

Lettau & Lettau (1978) pyrkivät yhdistämään Bagnoldin ja Kawamuran mallien parhaat puolet sisällyttämällä yhtälönsä niin kynnysnopeuskuin raekokoparametrin:

$$q = C_l(d/D)^{1/2}(\rho_a/g)u_*^2(u_* - u_{*c}), \quad (19)$$

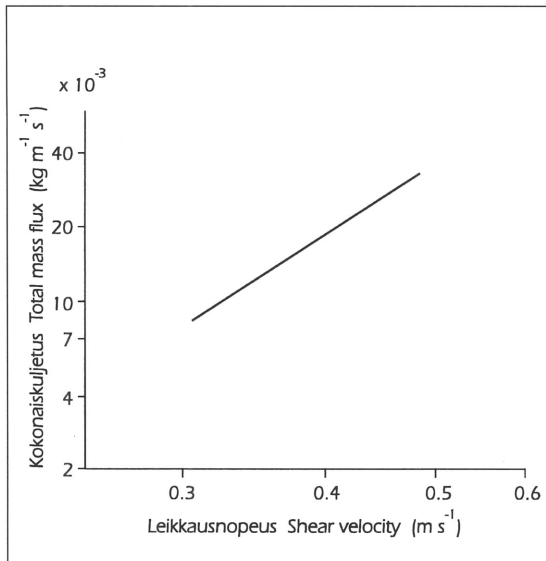
missä  $C_l$  on vakio 4.2.

White (1979) puolestaan laati mallinsa tutkiessaan eolisia prosesseja Marsin ilmakehässä, ja hänen yhtälönsä ennustaa hiekan liikkeen kaikissa ilmanpaineissa:

$$q = 2.61(\rho_a/g)u_*^3(1 - u_{*c}/u_*)(1 + u_{*c}^2/u_*^2). \quad (20)$$

Sarre (1987) vertasi eri hiekanliikemalleja keskenään ja totesi niiden ennustavan varsin erilaisia tuulennopeuden ja hiekanliikemäärän suhteita. Kenttäoloissa tehdyt kokeet osoittavat myös mallien kehnon ennustavuuden: vain harvoin ylletään mallien ennustamiin määriin. Hiekanliikkeyhtälöt, jotka on laadittu horisontaalisille pinnoille, näyttävät estimoivan liikkuvan hiekan määrän liian suureksi. Kenttäoloissa kasvipeite ja topografia vaikuttavat hiekan liikkeeseen, joten tuulennopeus ja hiekan liike ovat vain harvoin tasapainossa keskenään. Osa mallien ja todellisuuden ristiriidasta saattaa johtua myös siitä, että kenttäoloissa on erittäin vaikeata mitata liikkuvan hiekan määrää. Pyydystäminen on tällä hetkellä yleisimmin käytetty mittaamenetelmä, mutta pyydykset eivät kerää kaikkea liikkuvaa hiekkaa, jolloin määrä arvioidaan todellista pienemmäksi.

Viimeisimmät yritykset tuulen aineskuljetuksen kvantifioimiseksi on tehty käytännön kokeiden sijaan numeerisena mallintamisena. Näiden avulla voidaan välttää käytännön mittauksiin vääjäämättä vaikuttavat eroavaisuudet koeolosuhteissa, käytetyssä sedimentissä ja mittausmenetelmässä. Esimerkkinä numeerisella mallinnuksella saaduista tuloksista on kuva 5, jossa McEwan & Willetts (1991) ovat simuloineet hiekan liikettä 25



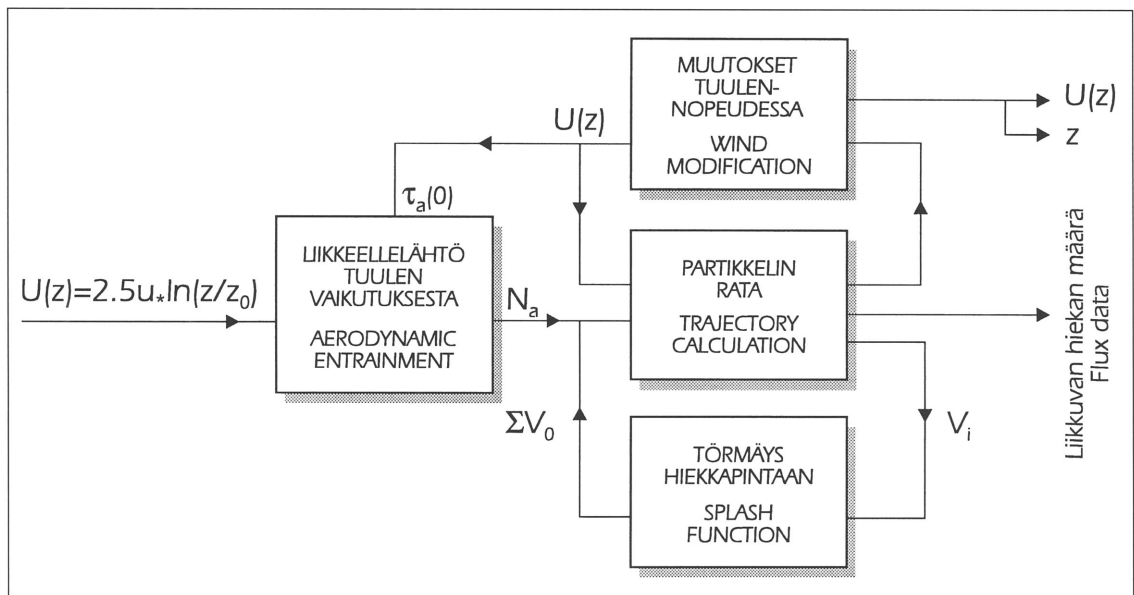
Kuva 5. Leikkausnopeuden ja liikkuvan hiekan määrän suhde McEwan & Willettsin (1991) numeerisen mallin mukaan. Simulointiaika 25 s neljälle leikkausnopeudelle;  $u_* = 0.31, 0.38, 0.44$  ja  $0.49 \text{ m s}^{-1}$ .

Fig. 5. The variation of total mass flux with shear velocity as calculated by the model of McEwan & Willetts (1991). The mass flux was calculated at  $t = 25 \text{ s}$  for four shear velocities;  $u_* = 0.31, 0.38, 0.44$  and  $0.49 \text{ m s}^{-1}$ .

sekunnin ajan neljällä eri leikkausnopeudella. Liikkuvan hiekan määrää kuvaavaan suoran gradientti logaritmisessa koordinaatistossa on 3.0, mikä osoittaa Bagnoldin ennustaman kuutiollisen suhteen löytyvän myös numeerisen mallin avulla. Koska malli voi vapaasti hakea tasapainotilan annettujen reunaehtojen vallitessa, lienee hyvä ennustavuus osoitus siitä, että eolisen kuljetusprosessin fysikaalinen tausta tunnetaan nykyisellään kohtalaisen hyvin.

Yhteenvetona eolisesta kuljetusprosessista voidaan esittää McEwan & Willettsin (1993) laatima kaavamainen diagrammi saltaatioon vaikuttavista seikoista (kuva 6).

Maaliskuussa 1994 järjestetyssä »Response of Eolian Processes to Global Change»-kokouksessa kävi selvästi ilmi, kuinka valtava kuilu on puhtaasti matematiikkaan kuuluvan numeerisen mallintamisen, insinööritieteisiin perustuvan virtausmekaniikan ja luonnon/ympäristötieteisiin kuuluvan eolisten prosessien käytännön tutkimuksen välillä. Tarvitaan paljon työtä, jotta tietokonemallit, tuulitunnelitulokset ja ulkosalla pölyävä hiekka saadaan edes samoille kertaluvuille. Jos kohta tietokoneiden avulla voidaan laatia yhä tarkemmin luontoa simuloivia malleja, tulisi kuitenkin muistaa, ettei täydellistä yhteensopivuutta mallin ja todellisuuden välillä voida siitäkään huolimatta odottaa. Tutkimuksen eteenpäin viemiseksi tarvi-



Kuva 6. Kaavamainen esitys saltaatioprosessin neljästä osatekijästä ja niiden suhteista McEwan & Willettsin (1993) mukaan.  $N_a$  on tuulen voimasta liikkeelle lähtevien partikkelien määrä pinta-alayksikköä kohti,  $T_{a0}$  on pinnan tasossa vaikuttava leikkausjännitys,  $V_i$  ja  $V_0$  saltaatiopartikkelien nopeuksia ja  $U(z)$  tuulen nopeus korkeudella  $z$ .

Fig. 6. A schematic diagram linking the four saltation sub-processes.  $N_a$  is the number of aerodynamically entrained grains leaving the bed per unit area,  $T_{a0}$  is the fluid shear stress at the surface,  $V_i$  and  $V_0$  are the velocities of saltating grains and  $U(z)$  is the wind velocity at height  $z$  (McEwan & Willetts 1993).

taan henkilöitä, jotka ymmärtävät riittävästi kaikkia osa-alueita pystyäkseen välittämään tietoa matemaatikon, insinööriin ja sedimentologin välillä.

## KIRJALLISUUS

- Aartolahti, Toive (1967). Über die Dünen von Urjala. *Comptes Rendus de la Société géologique de Finlande* XXXIX, 105–121.
- Aartolahti, Toive (1973). Morphology, vegetation and development of Rokuanvaara, an esker and dune complex in Finland. *Fennia* 127, 53 s.
- Aartolahti, Toive (1976). Lentohiekka Suomessa. *Suomalainen Tiedeakatemia. Esitelmät ja pöytäkirjat*, 83–95.
- Anderson, Robert S. & Bernard Hallet (1986). Sediment transport by wind: Toward a general model. *Geological Society of America Bulletin* 97, 523–535.
- Anderson, R.S., M. Sørensen & B.B. Willetts (1991). A review of recent progress in our understanding of aeolian sediment transport. *Acta Mechanica, Supplementum*, 1, 1–20.
- Baba, J. & P.D. Komar (1981). Measurements and analysis of settling velocities of natural quartz sand grains. *Journal of Sedimentary Petrology* 51, 631–640.
- Bagnold, R.A. (1941). *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. 265 s. Methuen. London.
- Belly, P.Y. (1964). Sand movement by wind. *Technical Memorandum No 1*. US Army Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center.
- Bisal, F. & J. Hsieh (1966). Influence of moisture on erodibility of soil by wind. *Soil Science* 102, 142–146.
- Borówka, Ryszard K. (1980). Present day dune processes and dune morphology on the Łeba Barrier, Polish Coast of the Baltic. *Geografiska Annaler* 62A, 75–82.
- Chepil, W.S. (1945a). Dynamics of wind erosion: I. Nature of movement of soil by wind. *Soil Science* 60, 302–320.
- Chepil, W.S. (1945b). Dynamics of wind erosion: II. Initiation of soil movement. *Soil Science* 60, 397–411.
- Chepil, W.S. & N.P. Woodruff (1963). The physics of wind erosion and its control. *Advances in Agronomy* 15, 211–302.
- De Ploey, J. (1980). Some field measurements and experimental data on wind-blown sands. *Teoksessa De Boodt, M. & D. Gabriels (eds.): Assessment of Erosion*, 541–552. John Wiley. Chichester.
- Dijkmans, J.W.A., E.A. Koster, J.P. Galloway & W.G. Mook (1986). Characteristics and origin of calcretes in a subarctic environment, Great Kobuk sand dunes, northwestern Alaska, U.S.A. *Arctic and Alpine Research* 18, 377–387.
- Gerety, K.M. (1985). Problems with determination of U from wind-velocity profiles measured in experiments with saltation. *Memoirs of the Department of Theoretical Statistics* 8, 271–300. University of Aarhus.
- Gillette, Dale (1994). Causes of the Large Scale Fetch Effect in Wind Erosion. *Desert Research Institute Quaternary Sciences Center Occasional Paper 2*, 41. Reno, Nevada.
- Gillies, J.A. & W.G. Nickling (1994). The Relationship Between Surface Roughness and the Origin of the Aerodynamic Zero Reference Plane. *Desert Research Institute Quaternary Sciences Center Occasional Paper 2*, 43–44. Reno, Nevada.
- Greeley, R. & J.D. Iversen (1985). *Wind as a Geological Process*. Cambridge University Press. Cambridge.
- Greeley, R., S.H. Williams & J.R. Marshall (1983). Velocities of wind blown particles in saltation: preliminary laboratory and field measurements. *Teoksessa Brookfield, M.E. & T.S. Ahlbrandt (eds.): Eolian sediments and processes (Developments in Sedimentology 38)*, 325–342. Elsevier. Amsterdam.
- Hardisty, J. & R.J.S. Whitehouse (1988). Evidence for a new sand transport process from experiments on Saharan dunes. *Nature* 332, 532–534.
- Heikkinen, Olavi & Matti Tikkanen (1987). The Kalajoki dune field on the west coast of Finland. *Fennia* 165, 241–267.
- Howard, A.D. (1977). Effect of slope on the threshold motion and its application to orientation of wind ripples. *Geological Society of America Bulletin* 88, 853–856.
- Howard, A.D., J.B. Morton, Mohamed Gad-el-Hak & D.B. Pierce (1978). Sand transport model of barchan dune equilibrium. *Sedimentology* 25, 307–338.
- Hsu, S.A. (1973). Computing eolian sand transport from shear velocity measurements. *Journal of Geology* 81, 739–743.
- Hunt, J.C.R. & P. Nalpanis (1985). Saltating and suspended particles over flat and sloping surfaces I. Modelling concepts. *Memoirs of the Department of Theoretical Statistics* 8, 9–36. University of Aarhus.
- Iversen, J.D., J.B. Pollack, R. Greeley & B.R. White (1976). Saltation threshold on Mars: The effect of interparticle force, surface roughness and low atmospheric density. *Icarus* 29, 381–393.
- Jensen, Jens Ledet & Michael Sørensen (1986). Estimation of some aeolian saltation transport parameters: a re-analysis of William's data. *Sedimentology* 33, 547–558.
- Kawamura, Ryuma (1951). Study on sand movement by wind (in Japanese). *Technical Research Institute of Tokyo University* 5, 95–112.
- Knottnerus, D.J.C. (1980). Relative humidity of the air and critical wind velocity in relation to erosion. *Teoksessa De Boodt, M. & D. Gabriels (eds.): Assessment of Erosion*, 531–539. John Wiley. Chichester.
- Kotilainen, Mia (1990). Muddusjavren dyynikentän jääkauden jälkeinen kehityshistoria. *Julkaisematon pro gradu -tutkielma*. 103 s. Geologian laitos. Helsingin yliopisto.
- Kotilainen, Mia (1991). Aavikkopaholaisen jäljillä – dyynikenttien uudelleenaktivoituminen Pohjois-Lapissa. *Geologian tutkimuskeskus -tutkimusraportti* 105, 105–113.

- Käyhkö, Jukka (1991). Eoliset prosessit Hietatievoilla Enontekiössä. *Julkaisematon pro gradu-tutkielma*. 166 s. + liitteet. Maantieteen laitos, Helsingin yliopisto.
- Lettau, Heinz H. & Katharina Lettau (1978). Experimental and micrometeorological field studies of dune migration. *Teoksessa* Lettau, H.H. & K. Lettau (eds.): *Exploring the world's driest climate. IES Report* 101, 67–73. Center for Climatic Research. Institute for Environmental Studies. University of Wisconsin–Madison.
- Lindroos, Pentti (1972). On the development of late-glacial and post-glacial dunes in North Karelia, eastern Finland. *Geological Survey of Finland, Bulletin* 254, 1–85.
- Logie, Marleen (1981). Wind tunnel experiments on dune sands. *Earth Surface Processes and Landforms* 6, 365–374.
- Lumme, Ester (1934). Die Flugsandfelder und Dünengebiete Finnlands nach Literaturbelegen zusammengestellt. *Fennia* 59, 1–77.
- Mazzullo, Jim, Donald Sims & David Cunningham (1986). The effects of eolian sorting and abrasion upon the shapes of fine quartz sand grains. *Journal of Sedimentary Petrology* 56, 45–56.
- McEwan, I.K. & B.B. Willetts (1991). Numerical model of the saltation cloud. *Acta Mechanica Supplementum* I, 53–66.
- McEwan, I.K. & B.B. Willetts (1993). Sand transport by wind: a review of the current conceptual model. *Teoksessa* Pye, Kenneth (ed.): *The Dynamics and Environmental Context of Aeolian Sedimentary Systems. Geological Society Special Publication* No 72, 7–16.
- McKenna Neuman, Cheryl (1989). Kinetic energy transfer through impact and its role in entrainment by wind of particles from frozen surfaces. *Sedimentology* 36, 1007–1015.
- McKenna Neuman, Cheryl (1990). Role of sublimation in particle supply for aeolian transport in cold environments. *Geografiska Annaler* 72A, 329–335.
- Miller, M.C., I.N. McCave & P.D. Komar (1977). Threshold of sediment motion under unidirectional currents. *Sedimentology* 24, 507–527.
- Nalpanis, P. (1985). Saltating and suspended particles over flat and sloping surfaces II. Experiments and numerical simulations. *Memoirs of the Department of Theoretical Statistics* 8, 37–66. University of Aarhus.
- Nickling, W.G. (1984). The stabilizing role of bonding agents on the entrainment of sediment by wind. *Sedimentology* 31, 111–117.
- Nickling, W.G. (1994). Aeolian sediment transport and deposition. *Teoksessa* Pye, Kenneth (ed.): *Sediment Transport and Depositional Processes*, 293–350. Blackwell Scientific Publications. Oxford.
- Nickling, W.G. & M. Ecclestone (1981). The effects of soluble salts on the threshold shear velocity of fine sand. *Sedimentology* 28, 505–510.
- O'Brien, Morrough & Bruce D. Rindlaub (1936). The transportation of sand by wind. *Civil Engineering* 6, 325–327.
- Pye, Kenneth & Haim Tsoar (1990). *Aeolian sand and sand dunes*. 396 pp. Unwin Hyman. London.
- Sarre, R.D. (1987). Aeolian sand transport. *Progress in Physical Geography* 11, 157–182.
- Sarre, R.D. (1988). Evaluation of aeolian sand transport equations using intertidal zone measurements, Saunton Sands, England. *Sedimentology* 35, 671–679.
- Sarre, R.D. & C.C. Chancey (1990). Size segregation during aeolian saltation on sand dunes. *Sedimentology* 37, 357–365.
- Seppälä, Matti (1971). Evolution of eolian relief of the Kaamasjoki–Kiellajoki river basin in Finnish Lapland. *Fennia* 104, 1–88.
- Seppälä, Matti (1974). Some quantitative measurements of the present-day deflation on Hietatievat, Finnish Lapland. *Abhandlungen der Akademie der Wissenschaften in Göttingen. Mathematisch-Physikalische Klasse, III. Folge* 29, 208–220.
- Seppälä, Matti (1981). Forest fires as activator of geomorphic processes in Kuttanen esker-dune region, northernmost Finland. *Fennia* 159, 221–228.
- Seppälä, Matti (1984). Deflation measurements on Hietatievat, Finnish Lapland, 1974–1977. *Teoksessa* Olson, R., F. Geddes & R. Hastings (eds.): *Northern Ecology and Resource Management*, 39–49. The University of Alberta Press. Edmonton.
- Seppälä, Matti & Krister Lindé (1978). Wind tunnel studies of ripple formation. *Geografiska Annaler* 60A, 29–42.
- Svasek, J.N. & J.H.J. Terwindt (1974). Measurement of sand transport by wind on a natural beach. *Sedimentology* 21, 311–322.
- Tsoar, H. & K. Pye (1987). Dust transport and the question of desert loess formation. *Sedimentology* 34, 139–153.
- Van Vliet-Lanoë, Brigitte, Matti Seppälä & Jukka Käyhkö (1993). Dune dynamics and cryoturbation features controlled by Holocene water level change, Hietatievat, Finnish Lapland. *Geologie en Mijnbouw* 72, 211–224.
- White, Bruce (1979). Soil transport by wind on Mars. *Journal of Geophysical Research* 84:B9, 4643–4651.
- White, Bruce R. & Jan C. Schulz (1977). Magnus effect in saltation. *Journal of Fluid Mechanics* 81, 497–512.
- Willetts, Brian (1983). Transport by wind of granular materials of different grain shapes and densities. *Sedimentology* 30, 669–679.
- Willetts, B.B. & M.A. Rice (1983). Practical representation of characteristic grain shape of sands: a comparison of methods. *Sedimentology* 30, 557–565.
- Willetts, B.B., M.A. Rice & S.E. Swaine (1982). Shape effects in aeolian grain transport. *Sedimentology* 29, 409–417.
- Williams, G. (1964). Some aspects of the eolian saltation load. *Sedimentology* 3, 257–287.
- Williams, G.P. (1966). Particle roundness and surface texture effects on fall velocity. *Journal of Sedimentary Petrology* 36, 255–259.
- Wuori, Paul A. (1990). *Virtausmekaniikan perusteet*. 159 s. Otatieto. Espoo.