



Lämpösäteily huokoisessa aineessa

Olli Vartia

November 16, 2011



Yleisesti

Mitä merkitystä tällä on?
Huokoisista materiaaleista

Menetelmiä

Rosseland-vaimennuskerroin
Monte-Carlo
Rajoitteet
Numeerinen elektrodynamiikka

Diskreetti dipoli-approksimaatio, eli DDA

Periodinen rakenne
Kelvin-rakenne



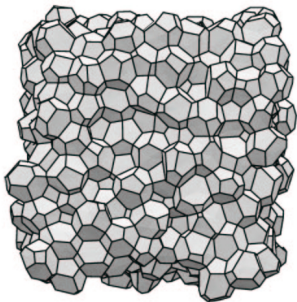
Mitä merkitystä tällä on?

- Lämpö voi siirtyä johtumalla, säteilemällä ja konvektion avulla.
- Huokoisessa materiaalissa yleensä johtumalla ja säteilemällä
- Mitä suurempi lämpötila, sitä suurempi säteilyn osuus, Stefan-Boltzmann

$$j = \sigma T^4 \quad (1)$$



Minkälainen on mallinnettava rakenne?



Huokoisuus määrää huokoisten muodon. (monikulmio vs. pallo)



Mitä mallinnuskeinoja säteilylle?

Riippuu siitä minkälainen systeemi on kyseessä ja kuinka tarkka mallin tulee olla.

Esimerkiksi:

- Jatkumoapproksimaatio
- Optinen Monte-Carlo
- Numeerinen elektrodynamiikka



Keskimääräinen Rosselandin vaimenemiskerroin

Käsitellään säteilyä diffuusina. Rosselandin diffuusioyhtälöstä

$$q(x) = -\frac{16\sigma}{3K_R} T^3 \frac{dT}{dx} \quad (2)$$

saadaan efektiivinen kerroin k_{eff} Fourierin lämmönsiirtoyhtälöön

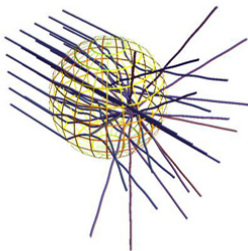
$$q = -k_{eff} \frac{dT}{dx}. \quad (3)$$

q on siis lämpövuon tiheys, T lämpötila, σ Stefan-Boltzmann vakio ja K_R Rosselandin keskimääräinen vaimennuskerroin.



'Säteenseuranta' Monte-Carlo -menetelmä

- Lähetetään 'säteitä' ennalta määritettyyn systeemiin ja arvotaan läpäisy/heijastuminen rakenteista tavallisen optiikan lakien mukaan.
- Lasketaan paljonko pääsee läpi/heijastuu.





Jatkumoapproksimaatio ja Geometrinen optiikka rajoittavat

- Siroamista ei voida käsitellä diffuusina jos läpinäkyvyys on suuri.
- Jatkumo ei ota rakennetta huomioon, vaimeneminen usein vain mitattava
- Geometrinen optiikka rajoittaa aaltopituuksia/rakenteiden kokoa
- Mikä avuksi?



Numeerinen elektrodynamiikka

Ratkaistaan Maxwellin yhtälöistä saatava tilavuusintegraaliyhtälö, joka kuvaa tilannetta tarkasti. Vain systeemin rakenne, dielektrinen funktio $\epsilon_r(\vec{r})$, aaltoluku k ja tuleva aalto $\vec{E}^{inc}(\vec{r})$ tarvitaan ennalta.

$$\vec{E} = \vec{E}^{inc}(\vec{r}) + k^2 \int d\vec{r}' \bar{\bar{G}}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot (\epsilon_r(\vec{r}') - 1) \vec{E}(\vec{r}') \quad (4)$$

Ratkaisu itsessään vaatii numeerisia menetelmiä.



Diskreetti dipoli-approksimaatio

Jaotellaan systeemi pieniksi palasiksi, jotka tuleva aalto polarisoi dipoleiksi. Varsinainen ratkaisu tapahtuu konjugaattigradienttimenetelmää ja 'fast fourier'-muunnoksia käyttäen. Tämä on approksimaatio, mutta ratkaisu on tarkka kunhan

$$|n|kd \leq 0,5 \quad (5)$$

pätee. Tässä siis n on kompleksinen taitekerroin, k aaltoluku ja d yksittäisen dipolin läpimitta.



Diskretoitu pallo

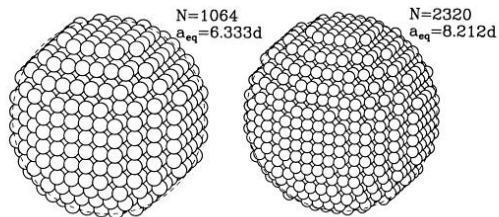


FIG. 1.—“Spherical” discrete dipole arrays considered in this paper, with $N = 136, 304, 1064,$ and 2320



DDA menetelmä on myös yleistetty kahdessa suunnassa periodisille systeemeille, mikä pienentäne konevaatimuksia jonkin verran.

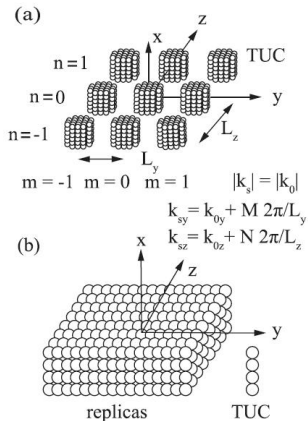
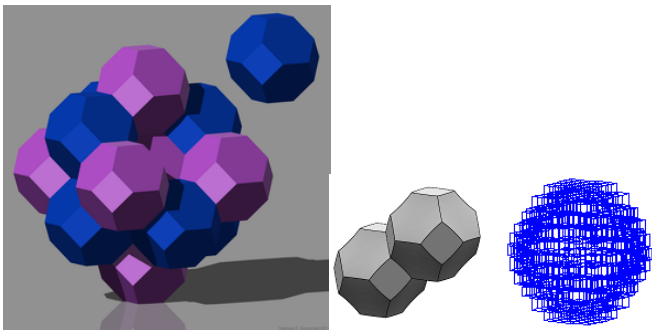


Fig. 2. (a) Target consisting of a 2-D array of TUCs and (b) showing how an infinite slab is created from TUCs consisting of a single "line" of dipoles.



Käytetään Kelvin-rakennetta approksimoimaan vaahtoa:





Onko tämä hyvä ajatus?

- En tiedä vielä, tuloksia pitäisi alkaa tulla pian.
- Muita hyviä kysymyksiä?