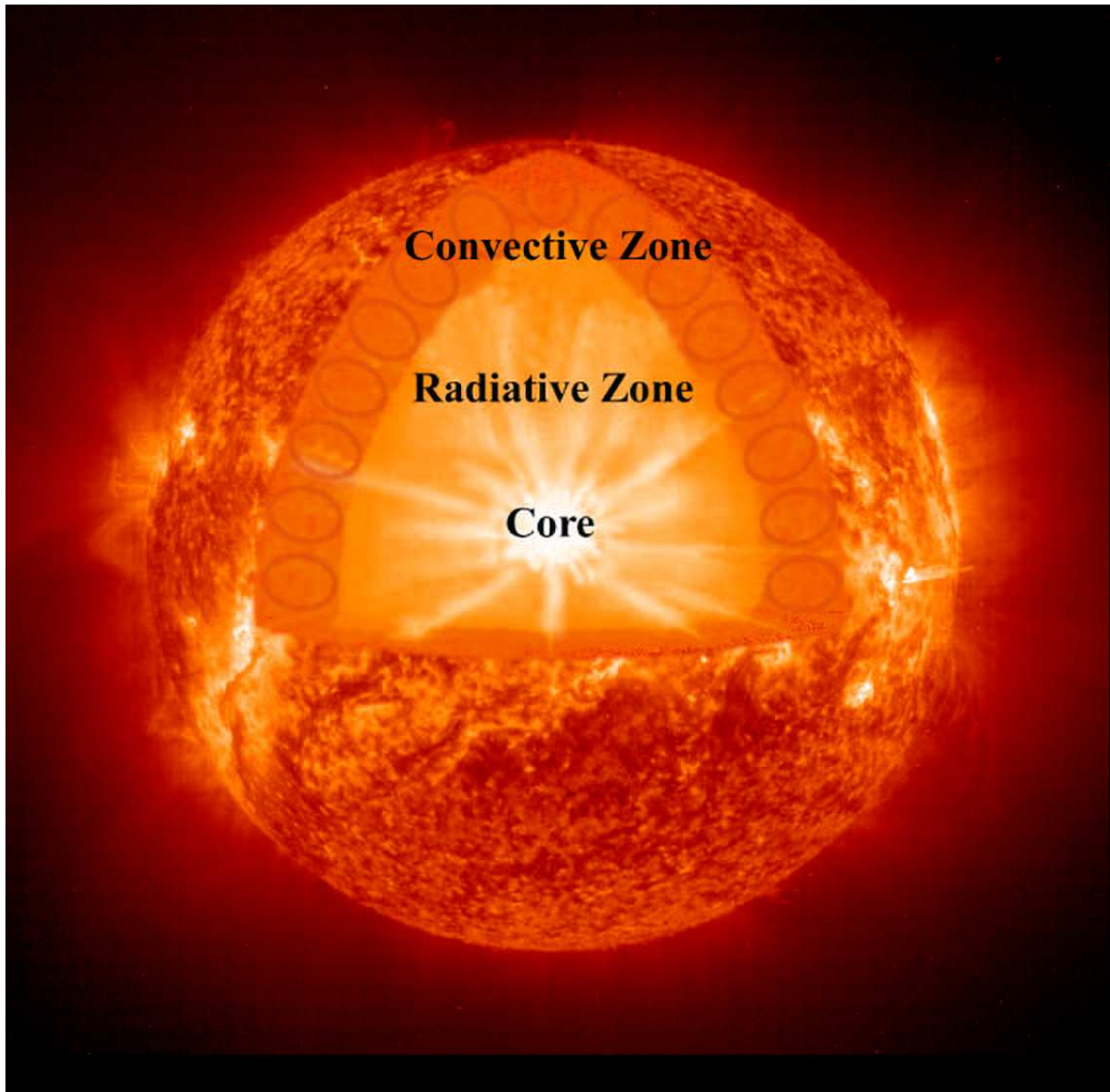


Notater til forelesningene i BIT 390 Energifysikk 26.10 2011

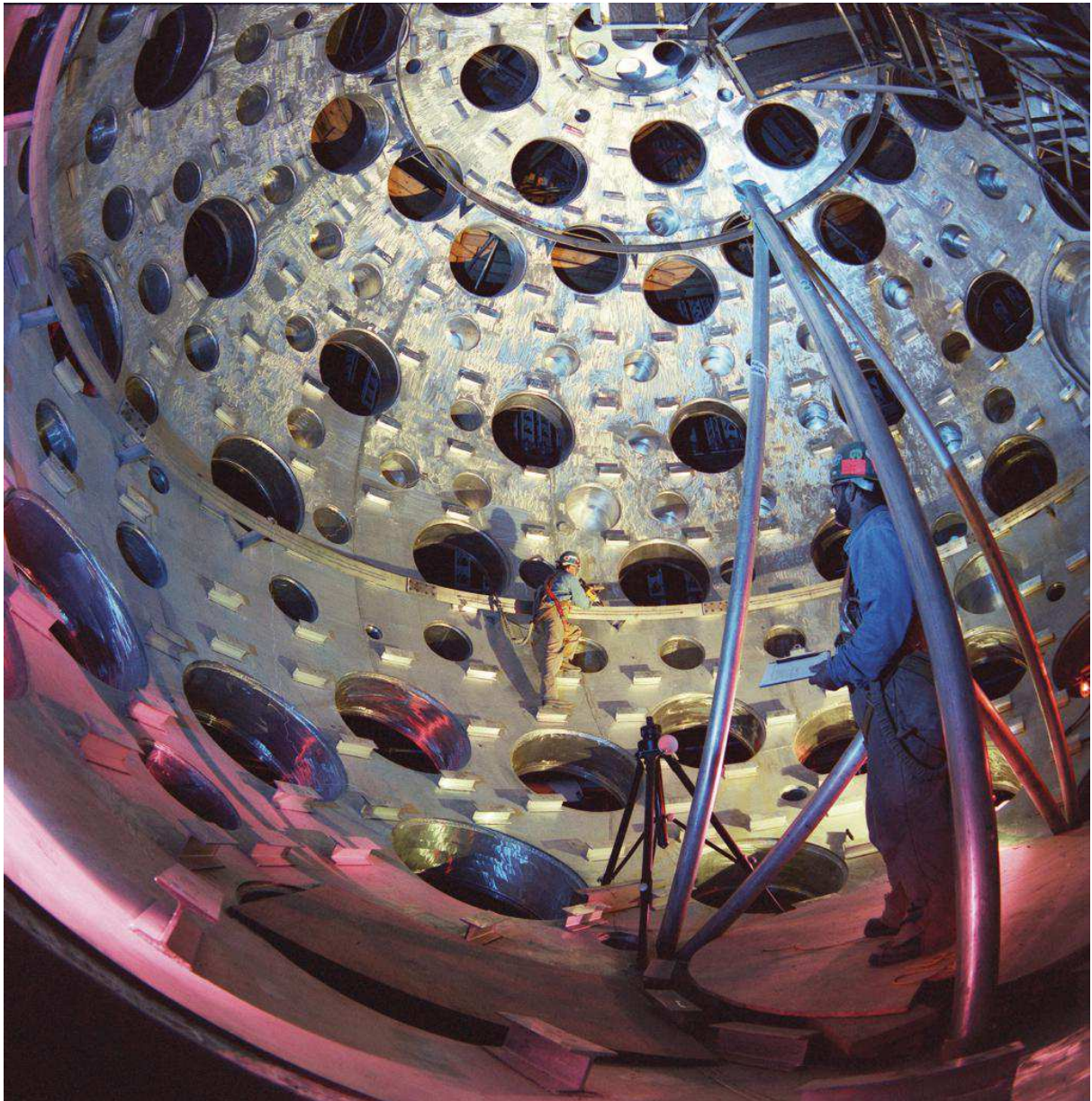
Tillegg og kommentarer til læreboken *Fysikk og energiressurser* av Øyvin Holter, Finn Ingebretsen og Hugo Parr (3. utgave, 2010).

6.2



En naturlig fusjonsreaktor

### 6.4.1



Tregheitsfusjon. Target-kammeret på NIF. 192 laserstråler med en samlet energi 1.8 MJ avleveres på ca 1 ns til en DT-kule med radius 1 mm for å produsere 20 MJ energi.

### 7.1.1

Siden et foton som regel mister all sin energi i den første kollisjonen med et atom, er det lett å finne et uttrykk for rekkevidden til fotoner som går gjennom et stoff. Vi vet at den midlere fri veilengden før fotonet absorberes, som i denne sammenheng også kalles *svekkingslengden*, kan skrives (se lærebokens avsnitt 4.4.2)

$$d_a = \frac{1}{n\sigma_a} = \frac{1}{\Sigma_a} = \frac{1}{\mu}, \quad (7.1a)$$

der  $\sigma_a$  er det (mikroskopiske) virkningstverrsnittet for absorpsjon,  $n$  tettheten av atomer og  $\Sigma_a$  det «makroskopiske virkningstverrsnittet». I denne sammenhengen brukes imidlertid i stedet helst begrepet *svekkingskoeffisient*,  $\mu = \Sigma_a$ . Tverrsnittet  $\sigma_a$ , og derfor  $d_a$  og  $\mu$ , avhenger av fotonets energi.

Ut fra definisjonen av midlere fri veilengde må forholdet  $\Delta p_a = \Delta x/d_a \ll 1$  være sannsynligheten for at et foton skal bli absorbert når det går et (kort) stykke  $\Delta x$  gjennom stoffet. Sannsynligheten for at det *ikke* skal absorberes på dette stykket er altså  $(1 - \Delta p_a)$ . Vi antar at fotonet absorberes etter å ha gått et stykke  $x + \Delta x$ , der  $x = N\Delta x$  for et heltall  $N$ . Da er det ennå ikke absorbert når bare har gått stykket  $x$ , og sannsynligheten for at dette skal skje er  $(1 - \Delta p)^N$ , siden sannsynlighetene for absorpsjon i hvert stykke  $\Delta x$  er uavhengige av hverandre. Sannsynligheten for at det skal bli absorbert mellom  $x$  og  $x + \Delta x$  er altså:

$$p(x)\Delta x = (1 - \Delta p_a)^N \Delta p_a = \left(1 - \frac{\Delta x}{d_a}\right)^{\frac{x}{\Delta x}} \frac{\Delta x}{d_a}. \quad (7.1b)$$

Lar vi  $\Delta x \rightarrow 0$ , finner vi:

$$p(x) = \frac{1}{d_a} \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left(1 - \frac{\Delta x}{d_a}\right)^{\frac{x}{\Delta x}} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{d_a} e^{\frac{x}{\Delta x} \ln(1 - \frac{\Delta x}{d_a})} = \frac{1}{d_a} e^{-\frac{x}{d_a}}. \quad (7.1c)$$

Her er L'Hôpitals regel brukt i eksponenten i siste overgang.

Den totale sannsynlighet for at fotonet absorberes før det når  $x$  blir da:

$$P(x) = \int_0^x p(x) dx = \frac{1}{d_a} \int_0^x e^{-\frac{x}{d_a}} dx = 1 - e^{-\frac{x}{d_a}}. \quad (7.1d)$$

Da er  $1 - P(x)$  nettopp sannsynligheten for at fotonet *ikke* blir absorbert mellom 0 og  $x$ . Dersom vi identifiserer svekkingskoeffisienten  $\mu = 1/d_a$ , ser vi at vi får lign. (7.1) i læreboken.

Videre ser vi at vi kan skrive:

$$\mu = \frac{1}{d_a} = n\sigma_a = \frac{\rho}{m_0} \sigma_a, \quad (7.1e)$$

der  $m_0$  er massen til det absorberende atomet/molekylet. Vi finner altså at *massesvekkingskoeffisienten*  $\mu/\rho = \sigma_a/m_0$  bare avhenger av atomære parametere, og kan oppfattes som en stoffegenskap.

Det gjøres også oppmerksom på en trykkfeil i tabell 7.1: For  $\alpha$ -stråling i bly er rekkevidden  $4.0 \mu\text{m}$  (ikke  $4.0 \text{ cm!}$ ).