



## Løsningsforslag til eksamen i FY3403 PARTIKKELFYSIKK

Torsdag 31. mai 2007

Dette løsningsforslaget er på 7 sider.

### Oppgave 1. Kvarmodell for $q\bar{q}$ -mesoner

Gi en beskrivelse av hvordan man i kvarmodellen tenker seg at mesoner er bygd opp av en  $u$  eller  $d$  kvark og en  $\bar{u}$  eller  $\bar{d}$  antikvark. Prøv spesielt å forklare

- a) hvilket spinn  $S$  det kombinerte  $q\bar{q}$ -systemet kan ha,

Ifølge vektormodellen for kobling av spinn har vi at

$$\frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} = 0 \oplus 1, \quad (1)$$

dvs at det kombinerte systemet kan ha spinn  $S = 0$  (singlett) eller  $S = 1$  (triplett). Målt i enheter der  $\hbar = 1$ .

- b) hvilket isospinn  $I$  det kombinerte  $q\bar{q}$ -systemet kan ha,

Siden spinn og isospinn er matematisk ekvivalent har vi fortsatt

$$\frac{1}{2} \otimes \frac{1}{2} = 0 \oplus 1, \quad (2)$$

dvs at det kombinerte systemet kan ha isospinn  $I = 0$  (isosinglett) eller  $I = 1$  (isotriplett).

- c) hvilken relativ banedreieimpuls  $L$  det kombinerte  $q\bar{q}$ -systemet kan ha,

Banedreieimpulsen er kvantisert i heltallige enheter av  $\hbar$ ,

$$L = 0, 1, \dots \quad (3)$$

- d) hvilken total dreieimpuls  $J$  det kombinerte  $q\bar{q}$ -systemet kan ha,

$$J = (L + S), (L + S - 1), \dots, |L - S| \quad (4)$$

- e) hvilken spektroskopisk notasjon man bruker for å betegne  $q\bar{q}$ -systemer som over,

$${}^{2S+1}X_J \quad (5)$$

der  $X = S$  for  $L = 0$ ,  $X = P$  for  $L = 1$ ,  $X = D$  for  $L = 2$  osv.

- f) kvalitativt hvordan massen til mesonet avhenger av de forskjellige kvantetallene (illustrer helst med et diagram),

Må lage figur

- g) hvordan pariteten  $P$  til mesonet avhenger av de forskjellige kvantetallene,

$$P = (-1)^{L+1} \quad (6)$$

fordi  $q$  og  $\bar{q}$  har motsatt intrinsikk paritet.

- h) hvordan  $C$ -pariteten til de nøytrale mesonene avhenger av de forskjellige kvantetallene,

$$C = (-1)^{L+S} \quad (7)$$

må huskes. (Eller kan finnes fra oppgave 2!)

- i) hvordan  $G$ -pariteten til mesonet avhenger av de forskjellige kvantetallene,

$$G = (-1)^I C \quad (8)$$

må huskes. (Eller kan finnes fra oppgave 2!)

- j) hvilke mer kvantitative matematiske modeller man kan bruke for å beregne massen (og andre fysiske egenskaper) til mesonet.

Ikkerelativistisk kvarkmodell,

$$M \approx m_q + m_{\bar{q}} + \frac{A}{m_q m_{\bar{q}}} \mathbf{s}_q \cdot \mathbf{s}_{\bar{q}} \quad (9)$$

Bagmodell

Bethe-Salpeter integralligning

...

## Oppgave 2. Henfall av mesoner lagd av lette (anti-)kvarker, dvs. $u, \bar{u}, d, \bar{d}$

Ifølge *Review of Particle Physics* har  $\rho$ -mesonene ( ${}^3S_1$ -tilstander med  $I = 1$ ) masse  $m = 771 \text{ MeV}/c^2$  og vidde  $\Gamma = 149 \text{ MeV}/c^2$ , mens de tilsvarende  $\omega$ -mesonene ( ${}^3S_1$ -tilstander med  $I = 0$ ) masse  $m = 782 \text{ MeV}/c^2$  og vidde  $\Gamma = 8.44 \text{ MeV}/c^2$ .

- a) Hvorfor er  $\omega$ -mesonene så mye mer stabile enn  $\rho$ -mesonene?

Moden  $\rho \rightarrow \pi\pi$  er mulig ved sterke vekselvirkninger ( $G = +1$  for  $\rho$ ,  $G = (-1)^2 = 1$  for  $\pi\pi$ ),  $\omega \rightarrow \pi\pi$  bryter  $G$ -paritet (siden  $\omega$  har  $G = -1$ ) og kan derfor ikke gå ved sterke vekselvirkninger.

I *Review of Particle Physics* finner vi  $a_2$ -mesonene ( ${}^3P_2$ -tilstander med  $I = 1$ ) listet med masse  $m = 1318 \text{ MeV}/c^2$  og vidde  $\Gamma = 107 \text{ MeV}/c^2$ .

- b) Forklar hvorfor henfallsmoden  $a_2 \rightarrow \pi\pi$  ikke er observert

$a_2$  har  $G = -1$  så  $a_2 \rightarrow \pi\pi$  kan ikke gå ved sterke vekselvirkninger. Prosessen kan gå ved elektromagnetiske vekselvirkninger, men slike henfall blir maskert av mye mer dominerende prosesser som f.eks  $a_2 \rightarrow \rho\pi$ .

c) Henfallsmoden  $a_2 \rightarrow \pi\pi\pi$  er heller ikke observert. Hva tror du kan være grunnen til dette?

Siden  $a_2 \rightarrow \rho\pi$  er observert, og  $\rho \rightarrow \pi\pi$  også går, er prosessen altså mulig.

Men  $a_2 \rightarrow \pi\pi\pi$  direkte har ikke vært observert. Mulige årsaker: (i) Vesentlig mindre amplitude for 3-partikkel henfall (sammenlignet med sterkt 2-partikkel henfall), og (ii) mange av henfallskanalene for  $a_2 \rightarrow \pi\pi\pi$  er umulig uten paritetsbrudd.

**Opgitt:** Ifølge *Review of Particle Physics* finner vi følgende kvantetall tilordnet endel mesoner:

$\pi^0(135)$	$I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{-+})$
$\pi^\pm(140)$	$I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{-})$
$\eta(547)$	$I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$
$\rho(770)$	$I^G(J^{PC}) = 1^+(1^{-})$
$\omega(782)$	$I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{-})$
$a_2(1318)$	$I^G(J^{PC}) = 1^-(2^{++})$

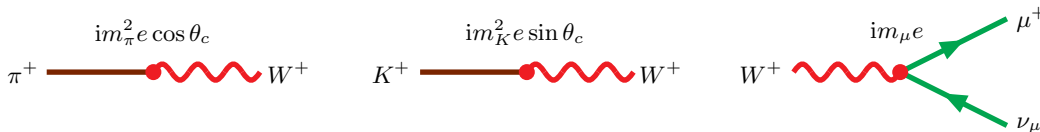
Vi har følgende sammenhenger:  $P = (-1)^{L+1}$ ,  $C = (-1)^{L+S}$ ,  $G = (-1)^{I+C}$ .

### Opgave 3. Kvantitativ modell for henfall av pseudoskalare mesoner

Som en sterkt forenklet (og derfor unøyaktig) modell for henfall av ladete  $\pi$ -mesoner og  $K$ -mesoner, f.eks

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

antar vi at disse mesonene kan konvertere til et virtuelt  $W^+$  vektormeson, som igjen kan konvertere til  $\mu^+ + \nu_\mu$  som indikert av Feynmanreglene nedenfor.

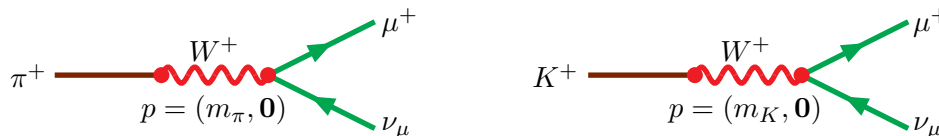


Propagatoren for et virtuelt  $W$ -vektormeson med firerimpuls  $p$  settes til

$$\text{red wavy line} \quad \frac{i}{p^2 - m_W^2}$$

I naturlige enheter har vi  $m_\mu \approx 105.7$  MeV,  $m_\pi \approx 140$  MeV,  $m_K \approx 495$  MeV,  $m_W \approx 80.4$  GeV,  $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137.04$ .

a) Tegn Feynman diagrammene for henfallsprosessene  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  og  $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ .



b) Skriv ned de tilhørende algebraiske uttrykk for henfallsamplitudene  $\mathcal{M}_f$  i de to tilfellene.

$$\mathcal{M}_f(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = -i \frac{e^2 m_\pi^2 m_\mu \cos \theta_c}{m_\pi^2 - m_W^2} \approx i e^2 \cos \theta_c \frac{m_\pi^2 m_\mu}{m_W^2} \quad (10)$$

$$\mathcal{M}_f(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = -i \frac{e^2 m_K^2 m_\mu \sin \theta_c}{m_K^2 - m_W^2} \approx i e^2 \sin \theta_c \frac{m_K^2 m_\mu}{m_W^2} \quad (11)$$

c) Anta at mesonet er i ro før henfallet. Hva blir energien  $E_\mu$  til myonet i de to tilfellene?

La  $m_m$  bety enten  $m_\pi$  eller  $m_K$ . Vi bruker naturlige enheter. Vi må ha  $E_\mu + E_\nu = m_m$ . Siden  $|\mathbf{p}_\mu| = |\mathbf{p}_\nu|$  og  $m_\nu = 0$  finner vi at  $E_\nu = \sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2}$ . Altså at  $\sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2} = m_m - E_\mu$ . Kvadrert, og løst ut for  $E_\mu$  gir dette

$$E_\mu = \frac{m_m^2 + m_\mu^2}{2m_m} = \begin{cases} 109.9 \text{ MeV} & \text{når m er } \pi^+, \\ 258.8 \text{ MeV} & \text{når m er } K^+. \end{cases} \quad (12)$$

d) Det er eksperimentelt kjent at

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)} \approx \frac{4}{3}. \quad (13)$$

Velg  $\theta_c$  slik at denne relasjonen er oppfylt.

Her trenger vi bevegelsesmengden til myonet etter henfall av partikkel m. Fra ligning (12) finner vi at

$$|\mathbf{p}_m| = \sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2} = \frac{1}{2m_m} \sqrt{(m_m^2 + m_\mu^2)^2 - 4m_m^2 m_\mu^2} = \frac{m_m^2 - m_\mu^2}{2m_m} \quad (14)$$

Fra dette følger det at

$$\frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)} = \frac{m_\pi^2}{m_K^2} \frac{(m_K^2 - m_\mu^2)/m_K}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)/m_\pi} \frac{m_K^4 \sin^2 \theta_c}{m_\pi^4 \cos^2 \theta_c},$$

dvs. at vi må ha

$$\tan^2 \theta_c = \frac{4}{3} \frac{m_\pi}{m_K} \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{m_K^2 - m_\mu^2} = 0.0136,$$

eller

$$\theta_c = 0.116 \equiv 6.7^\circ. \quad (15)$$

**Kommentar:** Den eksperimentelle verdien på Cabibbo-vinkelen er  $\theta_C = 0.229 = 13.1^\circ$ .

e) Hva blir da henfallsratene,  $\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)$  og  $\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu)$ ?

Ved innsetting av tallverdier finner man

$$\begin{aligned} \Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu) &= e^4 \cos^2 \theta_c \frac{m_\pi^4 m_\mu^2}{m_W^2} \frac{1}{8\pi m_\pi^2} \left( \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} \right) \\ &= \pi \alpha^2 \cos^2 \theta_c \frac{m_\pi m_\mu^2 (m_\pi^2 - m_\mu^2)}{m_W^4} \\ &= 3.71 \cdot 10^{-16} m_\pi = 5.21 \cdot 10^{-14} \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (16)$$

og

$$\begin{aligned} \Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu) &= e^4 \sin^2 \theta_c \frac{m_K^4 m_\mu^2}{m_W^2} \frac{1}{8\pi m_K^2} \left( \frac{m_K^2 - m_\mu^2}{2m_K} \right) \\ &= \pi \alpha^2 \sin^2 \theta_c \frac{m_K m_\mu^2 (m_K^2 - m_\mu^2)}{m_W^4} \\ &= 1.40 \cdot 10^{-16} m_K = 6.94 \cdot 10^{-14} \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (17)$$

- f) Bestem levetidene  $\tau_\pi$  og  $\tau_K$  til henholdsvis  $\pi^+$  og  $K^+$  i denne modellen, under antagelse om at de oppgitte henfallsmodene er de eneste som forekommer. Oppgi svaret i SI-enheter, dvs. sekunder. (Hvis du ikke har fått til forrige punkt, forklar med eksempel hvordan du konverterer fra en henfallsrate  $\Gamma$  gitt i naturlige enheter til en levetid  $\tau$  gitt i sekunder.)

$$\tau_\pi = \frac{\hbar}{\Gamma_\pi} = 1.26 \cdot 10^{-8} \text{ s} \quad (18)$$

$$\tau_K = \frac{\hbar}{\Gamma_K} = 0.95 \cdot 10^{-8} \text{ s} \quad (19)$$

**Kommentar:** De eksperimentelle levetidene er  $\tau_\pi = 2.60 \cdot 10^{-8}$  s, og  $\tau_K = 1.24 \cdot 10^{-8}$  s, så denne *grov* tiløksede modellen fungerer egentlig mye bedre enn den fortjener!

- g) Forklar hvordan du vil generalisere denne modellen til å beskrive henfall av  $D_s^+$ -mesoner, dvs.  $D_s^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ .

**Oppgitt:**

- a) Sammenhengen mellom amplitude  $\mathcal{M}_{fi}$  og henfallsrate er i dette tilfellet (med to partikler i slutttilstanden), i naturlige enheter,

$$\Gamma = \frac{|\mathbf{p}|}{8\pi m^2} |\mathcal{M}_{fi}|^2, \quad (20)$$

der  $m$  er massen til partikkelen (i ro) som henfaller, og  $|\mathbf{p}|$  er bevegelsesmengden til en av partiklene i slutttilstanden.

- b)  $\hbar = 1.0546 \times 10^{-34}$  Js =  $6.5822 \times 10^{-22}$  MeVs,  $c = 2.9979 \times 10^8$  m/s.

#### Oppgave 4. $e^+e^-$ -produksjon pga. vekselvirkning med den kosmiske bakgrunnstrålingen

Det er velkjent at universet er fylt med termiske fotoner med en temperatur  $T \approx 2.7$  K. Denne kosmiske bakgrunnstrålingen er essensielt isotrop i vårt Lorentz referansesystem. Dette betyr at andre fotoner med *veldig* høy energi ikke kan propagere over store avstander i universet. De vil istedet kollidere med fotoner fra bakgrunnstrålingen og skape elektron-positron par.

- a) Anslå hvilken energi,  $\hbar\omega$ , et foton må ha for å danne et elektron-positron par ved en "head-on" kollisjon med et foton fra bakgrunnstrålingen (målt i vårt Lorentz referansesystem).

**Oppgitt:** Boltzmann's konstant  $k_B \approx 8.6 \times 10^{-5}$  eV/K,  $m_e = 0.511$  MeV/ $c^2$ .

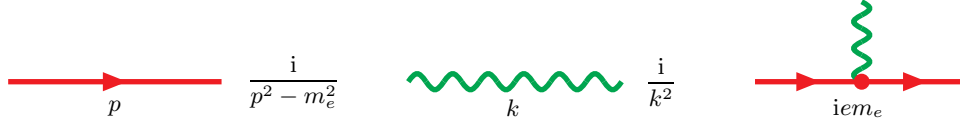
Vi regner først med naturlige enheter,  $\hbar = c = 1$ . Når vårt foton, med firervektor  $q = (\omega, 0, 0, \omega)$ , kolliderer med et foton fra bakgrunnstrålingen med firervektor  $q_B = (\omega_B, 0, 0, -\omega_B)$  blir det invariante massekvadratet

$$s = (q + q_B)^2 = (\omega + \omega_B)^2 - (\omega - \omega_B)^2 = 4\omega\omega_B. \quad (21)$$

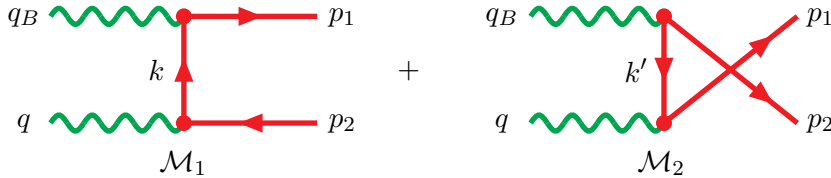
Dette må være minst like stort som det invariante massekvadratet for et elektron-positron par uten relativ hastighet (i ro i massesentersystemet), dvs.  $s \geq (2m_e)^2$ . Med  $\hbar$  og  $c$  gjeninnsatt

$$\hbar\omega \geq \frac{m_e^2 c^4}{\hbar\omega_B} \approx \frac{m_e^2 c^4}{k_B T} = \frac{(0.511 \times 10^6 \text{ eV})^2}{2.7 \times 8.6 \times 10^{-5} \text{ eV}} \approx 1.12 \times 10^{15} \text{ eV}. \quad (22)$$

- b) Som en svært forenklet modell for parproduksjonsprosessen behandler vi fotonet som en masseløs nøytral skalar partikkel, og elektronet som en ladet skalar partikkel med masse  $m_e$ . Propagatorene for elektronet og fotonet, og vekselvirkningsknuten mellom dem, er som gitt av Feynman reglene nedenfor.



Tegn Feynman diagrammene for parproduksjonsprosessen.



Her er  $k = q - p_2 = p_1 - q_B$  og  $k' = q_B - p_2 = p_1 - q$ .

- c) Finn i denne forenklete modellen det algebraiske uttrykket for spredningsamplituden  $\mathcal{M}_{fi}$ . Du kan bruke *naturlige enheter*, dvs. enheter der  $\hbar = c = 1$ .

Vi har  $\mathcal{M}_{fi} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2$ , med

$$\mathcal{M}_1 = \frac{i(iem_e)^2}{k^2 - m_e^2} \quad \text{og} \quad \mathcal{M}_2 = \frac{i(iem_e)^2}{k'^2 - m_e^2}. \quad (23)$$

- d) Finn i denne modellen det differensielle tverrsnittet for parproduksjon i massesentersystemet.

I massesentersystemet kan vi skrive  $q = (E, 0, 0, E)$ ,  $q_B = (E, 0, 0, E)$ ,  $p_1 = (E, \mathbf{p})$  og  $p_2 = (E, -\mathbf{p})$ , der  $\mathbf{p} = \sqrt{E^2 - m_e^2} \hat{p}$  med  $\hat{p}$  retningen på det skapte elektronet. Dette gir

$$\begin{aligned} k^2 - m_e^2 &= (q - p_2)^2 - m_e^2 = q^2 + p_2^2 - m_e^2 - 2p_2q = -2p_2q \\ &= -2E^2(1 + \beta_e \cos \vartheta) \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} k'^2 - m_e^2 &= (q - p_1)^2 - m_e^2 = -2p_1q \\ &= -2E^2(1 - \beta_e \cos \vartheta). \end{aligned} \quad (25)$$

Her har vi brukt at  $q^2 = 0$ ,  $p_1^2 = p_2^2 = m_e^2$  og innført  $\beta_e^2 = \mathbf{p}^2/E^2$ . Når vi videre setter  $S = 1$  (elektronet og positronet er ikke identiske partikler),  $E_1 + E_2 = 2E$  og  $|\mathbf{p}_f|/|\mathbf{p}_i| = \beta_e$  i den generelle formelen (31), får vi

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{1024\pi^2} \frac{m_e^4 \beta_e}{E^6} \left( \frac{1}{1 - \beta_e \cos \vartheta} + \frac{1}{1 + \beta_e \cos \vartheta} \right)^2 = \frac{\alpha^2 m_e^4}{16 E^6} \frac{\beta_e}{(1 - \beta_e^2 \cos^2 \vartheta)^2}. \quad (26)$$

- e) Finn i denne modellen det totale tverrsnittet for parproduksjon. Ved integrasjon finner vi det totale tverrsnittet til

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d \cos \vartheta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{\pi \alpha^2 m_e^4 \beta_e}{8E^6} \int_{-1}^1 dx \frac{1}{(1 - \beta_e^2 x^2)^2} \\ &= \frac{\pi \alpha^2 m_e^4 \beta_e}{8E^4} \left\{ 1 + \frac{1 - \beta_e^2}{2\beta_e} \log \left( \frac{1 + \beta_e}{1 - \beta_e} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (27)$$

Her har vi brukt at  $m_e^2/(1 - \beta_e^2) = E^2$ .

- f) Skisser hvordan du vil gå fram for å transformere det differensielle tverrsnittet for parproduksjon til vårt Lorentz referansesystem.

En måte å angripe dette problemet på er å gå via de relativistiske invariantene. Generelt (sålenge de to fotonene beveger seg kolineært) har vi at  $s = (q + q_B)^2 = 4\omega\omega_B$ , dvs. at vi kan skrive  $2\omega = \xi\sqrt{s}$  og  $2\omega_B = \xi^{-1}\sqrt{s}$ , der  $\omega/\omega_B = \xi^2$  (veldig stor i vårt referansesystem). Men, siden  $p_2 = q + q_B - p_1$ , finner vi at  $p_2^2 = p_1^2 - 2p_1(q + q_B) + (q + q_B)^2$ . Siden  $p_1^2 = p_2^2$  gir dette

$$s = 2p_1(q + q_B) = (\xi + \xi^{-1})\sqrt{s}E_\xi - (\xi - \xi^{-1})\sqrt{s}p_\xi \cos \vartheta_\xi. \quad (28)$$

Tilsvarende finner vi at  $t \equiv (q - p_1^2) = m_e^2 - 2p_1q = m_e^2 + \xi\sqrt{s}E_\xi - \xi\sqrt{s}p_\xi \cos \vartheta_\xi$ . Vi kan skrive disse relasjonene på matrisform

$$\sqrt{s} \begin{pmatrix} \xi + \xi^{-1} & -\xi + \xi^{-1} \\ \xi & -\xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_\xi \\ p_\xi \cos \vartheta_\xi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s \\ t - m_e^2 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Dette kan inverteres

$$\begin{pmatrix} E_\xi \\ p_\xi \cos \vartheta_\xi \end{pmatrix} = \frac{1}{2\sqrt{s}} \begin{pmatrix} \xi & -\xi + \xi^{-1} \\ \xi & -\xi - \xi^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s \\ t - m_e^2 \end{pmatrix}. \quad (30)$$

Her er altså  $E_\xi$  energien til elektronet i referansesystemet definert ved parameteren  $\xi$ ,  $p_\xi = \sqrt{E_\xi^2 - m_e^2}$ , og  $\vartheta_\xi$  er den tilhørende spredningsvinkelen. Ligning (30) gir en eksplisitt transformasjon mellom størrelsene i massesentersystemet og et generelt system.

**Oppgitt:**

Sammenhengen mellom amplitude  $\mathcal{M}_{fi}$  og spredningstverrsnitt er

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{S}{64\pi^2} \frac{|\mathcal{M}_{fi}|^2}{(E_1 + E_2)^2} \frac{|\mathbf{p}_f|}{|\mathbf{p}_i|}. \quad (31)$$

Følgende integral kan være nyttig

$$\int_{-1}^1 dx \frac{1}{(1 - u^2 x^2)^2} = \frac{1}{1 - u^2} + \frac{1}{2u} \log \left( \frac{1 + u}{1 - u} \right) \quad \text{når } -1 < u < 1.$$