



**Midtsemesterprøve i FY8307/3404/TFY18 RELATIVISTISK
KVANTEMekanikk**

Torsdag 19. oktober 2006
10:15–12:00

Tillatte hjelpemidler: Vanlig kalkulator

K. Rottman: *Matematisk formelsamling* eller tilsvarende

Skriv *studentnummeret* ditt på hvert ark av oppgavesettet.

Dette oppgavesettet er på 4 sider.

Oppgave 1.

En variant av fri elektrodynamikk er definert ved Lagrangetettheten

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2) + \theta \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \quad (1)$$

der $\mathbf{E} = -\dot{\mathbf{A}}$ og $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$.

I denne modellen er den kanonisk konjugerte impulstettheten til \mathbf{A} gitt som

- | | | |
|----|--|--|
| A. | $\Pi_{\mathbf{A}} = \dot{\mathbf{A}}$ | |
| B. | $\Pi_{\mathbf{A}} = \mathbf{E}$ | |
| C. | $\Pi_{\mathbf{A}} = \mathbf{E} + \theta \mathbf{B}$ | |
| D. | $\Pi_{\mathbf{A}} = -\mathbf{E} - \theta \mathbf{B}$ | |
| E. | $\Pi_{\mathbf{A}} = \dot{\mathbf{A}} + \theta \nabla \cdot \mathbf{A}$ | |

Oppgave 2.

Bevegelsesligningen som kan utledes fra Lagrangetettheten (1) er

- | | | |
|----|--|--|
| A. | $\square \mathbf{A} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) = 0$ | |
| B. | $\square \mathbf{A} + \theta \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ | |
| C. | $\square \mathbf{A} + \theta \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} - \nabla \times \mathbf{E} \right) = 0$ | |
| D. | $\square \mathbf{A} = 0$ | |
| E. | $\square \mathbf{A} + \theta (\mathbf{E} - \mathbf{B}) = 0$ | |

Oppgitt: $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{X}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{X}) - \Delta \mathbf{X}$.

Oppgave 3.

Målt i naturlige enheter er positronets ladning omtrent lik

- A. 1.6×10^{-19}
- B. 0.0073
- C. 0.303
- D. 0.085
- E. -1.6×10^{-19}

Oppgave 4.

Basert på ren dimensjonsanalyse ville man (i naturlige) enheter anslå at vakuumergien er av størrelsesorden $\varepsilon \approx 1 \text{ TeV}^4 = (10^{12} \text{ eV})^4$. Omregnet til SI-enheter svarer dette til en massetetthet på

- A. $\varepsilon \approx 2.3 \cdot 10^{10} \text{ kg/m}^3$
- B. $\varepsilon \approx 2.3 \cdot 10^{16} \text{ kg/m}^3$
- C. $\varepsilon \approx 2.3 \cdot 10^{32} \text{ kg/m}^3$
- D. $\varepsilon \approx 2.3 \cdot 10^{48} \text{ kg/m}^3$
- E. $\varepsilon \approx 2.3 \cdot 10^{64} \text{ kg/m}^3$

Oppgitt: Lyshastigheten $c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$, Planck's konstant $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34} \text{ kg m}^2/\text{s}$, positronladningen $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

Oppgave 5.

Vi definerer matrisen $\gamma^5 = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$. Da vil

- A. γ^5 kommutere med alle matrisene γ^μ
- B. γ^5 kommutere med γ^0 og antikommutere med alle γ^i
- C. γ^5 antikommutere med alle matrisene γ^μ
- D. γ^5 antikommutere med γ^0 og kommutere med alle γ^i
- E. γ^5 kommutere med γ^0, γ^2 og antikommutere med γ^1, γ^3

Oppgave 6.

Feynmans propagator for Dirac-partikler er definert ved ligningen

$$iS_F(x - y) = \langle \Omega | \mathcal{T} \{ \psi(x) \bar{\psi}(y) \} | \Omega \rangle.$$

der \mathcal{T} er tidsordningsoperatoren. For Dirac-partikler med masse m kan denne propagatoren representeres ved Fourier-integralet (i naturlige enheter)

- A. $iS_F(x - y) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} e^{-ip(x-y)}$
- B. $iS_F(x - y) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{-i}{p^2 - m^2 + i\epsilon} e^{-ip(x-y)}$
- C. $iS_F(x - y) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{i(\not{p} + m)}{p^2 - m^2 + i\epsilon} e^{-ip(x-y)}$
- D. $iS_F(x - y) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{i(\not{p} - m)}{p^2 - m^2 + i\epsilon} e^{-ip(x-y)}$
- E. Ingen av alternativene over.

Oppgave 7.

La \mathcal{T} være tidsordningsoperatoren og $\psi(x)$, $\bar{\psi}(x)$ et kvantisert Diracfelt. Da gjelder (i naturlige enheter, dvs. når $\hbar = c = 1$)

- A. $\mathcal{T} \{ \psi(x) \bar{\psi}(y) \} = \mathcal{T} \{ \bar{\psi}(y) \psi(x) \}$
- B. $\mathcal{T} \{ \psi(x) \bar{\psi}(y) \} = \mathcal{T} \{ \bar{\psi}(y) \psi(x) \} + iS_F(x - y)$
- C. $\mathcal{T} \{ \psi(x) \bar{\psi}(y) \} = \mathcal{T} \{ \bar{\psi}(y) \psi(x) \} - iS_F(x - y)$
- D. $\mathcal{T} \{ \psi(x) \bar{\psi}(y) \} = -\mathcal{T} \{ \bar{\psi}(y) \psi(x) \} - iS_F(x - y)$
- E. Ingen av alternativene over.

Her er $S_F(x - y)$ er Feynmans propagator for Dirac-partikler.

Oppgave 8.

Gitt feltutviklingen for et fritt elektromagnetisk felt i Coulomb gauge,

$$\mathbf{A}(x) = \sum_{\mathbf{k}, r} \frac{1}{\sqrt{2|\mathbf{k}|V}} \left(a_{\mathbf{k}, r} \hat{e}_{\mathbf{k}, r} e^{-ikx} + \text{hermittisk konjugert} \right). \quad (2)$$

Da er matrise-elementet $\langle \Omega | a_{\mathbf{q}, s} \mathbf{A}(x) | \Omega \rangle$ lik

- A. 0
- B. $\frac{1}{\sqrt{2|\mathbf{k}|V}} \hat{e}_{\mathbf{q}, s} e^{-iqx}$
- C. $a_{\mathbf{k}, s}$
- D. $\frac{1}{\sqrt{2|\mathbf{k}|V}} \hat{e}_{\mathbf{q}, s}^* e^{iqx}$
- E. Ingen av alternativene over.

Oppgave 9.

Lagrangefunksjonen for en modell i kvanteelektrodynamikk med et komplekst Klein-Gordon felt og et Dirac-felt lyder

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left(D_\mu^{(\varphi)} \varphi \right)^* \left(D^{(\varphi) \mu} \varphi \right) - V(\varphi^* \varphi) + \bar{\Psi} \left(i\gamma^\mu D_\mu^{(\psi)} - m \right) \Psi, \quad (3)$$

der $D_\mu^{(\varphi)} = \partial_\mu + 2ieA_\mu$ og $D_\mu^{(\psi)} = \partial_\mu - ieA_\mu$. For bestemte verdier av koeffisientene a og b er denne modellen invariant under lokale gaugetransformasjoner,

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu \Lambda(x), \quad (4)$$

$$\varphi(x) \rightarrow \varphi'(x) = e^{ia\Lambda(x)} \varphi(x), \quad (5)$$

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = e^{ib\Lambda(x)} \Psi(x). \quad (6)$$

Skriv ned disse verdiene:

$$a = \text{ }$$

$$b = \text{ }$$

Oppgave 10.

Etter kvantisering med periodiske grensebetingelser i et volum $V = L^3$ ønsker vi å finne integraluttrykk for fysiske størrelser, gyldig i grensen $V \rightarrow \infty$. For tilstrekkelig glatte funksjoner $f(\mathbf{k})$ skjer dette ved å la

$$\sum_{\mathbf{k}} f(\mathbf{k}) \rightarrow C \int d^3\mathbf{k} f(\mathbf{k}). \quad (7)$$

Skriv ned størrelsen C :

$C =$