
Lösungshinweise zu den Aufgaben

Das Buch „Elementarteilchenphysik“ enthält 187 Übungsaufgaben, die das Verständnis des Stoffes erleichtern sollen. Hinweise zum Lösen der Übungen finden Sie in `Solutions_of_exercises.pdf`. Einige Übungen beziehen sich auf Jupyter-Notebooks, die in diesem Ordner (Exercises) oder im Ordner Notebooks zu finden sind.

Kapitel 1

- 1.1 Es gilt wie immer $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, $T = E - m$ und $\beta = |p|/E$. Daraus lassen sich die gesuchten Werte berechnen.
- 1.2 Wenn in der Definition von β aus Aufgabe 1.1 E durch $|p|$ ausgedrückt wird, muss diese Gleichung nur nach $|p|$ aufgelöst werden.
- 1.3 Zur numerischen Lösung empfiehlt es sich die Konstante $k = \hbar c = 197,33 \text{ MeV fm}$ zu benutzen. Wenn alle Energien in MeV und Abstände in fm eingesetzt werden, gilt $k = 197,33$. Der erste Term der Gleichung (1.17) wird dann mit $|p| = \hbar/r$ nach Erweiterung mit c^2 zu $k^2/2E_0 r^2$. E_0 ist die reduzierte Ruheenergie des p, n Systems, also $2E_0 \approx 970$ oder grob 1000. Im zweiten Term ersetzen wir g_Y^2 durch ak , worin a eine dimensionslose Konstante ist. Die resultierende Funktion $W(r)$ hat ein Minimum für einen bestimmten Wert von r . Man variiert a solange, bis $W_{\min} = 2.25$ erreicht wird. Das geschieht am einfachsten durch grafisches Studium der Funktion $W(r)$. Die Lösung ist akzeptabel, da das Minimum bei einem für die Kernphysik typischen Abstand liegt.
- 1.4 Im Einheitensystem der Teilchenphysik wird aus der Dimension der Gravitationskonstanten (Länge³ Zeit⁻² Masse⁻¹) die Dimension (Energie)⁻². $G/(c^5 \hbar)$ hat diese Dimension auch im SI-System und ist im Einheitensystem der Teilchenphysik mit G identisch. Im SI-System gilt $1/\sqrt{G/(c^5 \hbar)} = 1,221 \cdot 10^{19} \text{ GeV}$.
- 1.6 Benutzen Sie Formeln (1.23) und (1.24) zur Berechnung von E_γ . Für ein Atom in einem angeregten Zustand mit einem energetischen Abstand Δ zum Grundzustand gilt $\sqrt{s} = M + \Delta$. Die daraus resultierende exakte Gleichung für $|p| = E_\gamma$ wird im letzten Schritt durch die Näherung $(M + \Delta)^{-1} = (1 - \Delta/M)/M$ ersetzt. Vergleichen Sie die Herleitung mit dem Vorgehen, dass Sie wahrscheinlich aus einer Vorlesung über Atomphysik kennen.
- 1.7 Sie sehen, dass die Korrektur in Prozessen der Kernphysik schon 10^{-4} betragen kann. Diese Erkenntnis ist zur Interpretation des Mößbauer-Effekts sehr wichtig.
- 1.8 Wir vernachlässigen den Spin der Teilchen. Dann gilt für den Bahndrehimpuls $L = Er = \sqrt{2}$, wegen $J=1$. Daraus folgt $r = \sqrt{2}/E$. Das Reaktionsvolumen ist eine Kugel mit dem Radius r , also gilt für die Energiedichte $\rho_E \approx E^4/10$.
- 1.9 Das virtuelle Photon hat (mit unserer Definition des Betragsquadrats eines Vierervektors) eine imaginäre Masse.
- 1.10 Der Energiesatz lautet $p_1 + p_2 = p_3 + p_4$. Mit $q^2 = (p_1 - p_3)^2$ und der Definition der kinetischen Energie $T = E - M$, sollten Sie das wichtige Resultat $q^2 = -2M_2 T_4$ schnell beweisen können.
- 1.11 Das ist nur eine Anwendung von (1.23) und (1.24).
- 1.12 Es gilt

$$s = 2(M^2 + E_1 E_2 + |p_1||p_2|) .$$

Aus $E_1 = M_p + E_F = 968 \text{ MeV}$ und $E_2 = M_p + 200 = 1138 \text{ MeV}$ folgt $\sqrt{s} = 2066 \text{ MeV}$.

- 1.13 Die Hauptzerfallskanäle sind $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ und $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$. Es sind aber auch Zerfälle mit einer zusätzlichen Abstrahlung von Photonen bzw. $e^+ e^-$ -Paaren erlaubt.
- 1.14 Mit Hilfe von (1.23) folgt $|p| = 0,23 \text{ GeV}$.
- 1.15 Wegen $|p_\rho| = E_\gamma$ gilt $E_\rho = \sqrt{E_\gamma^2 + m_\rho^2}$ und daher $\Delta E \approx m_\rho^2/2E_\gamma$. Numerisch finden wir damit $\Delta t \approx 2.5 \cdot 10^{-24} \text{ s}$.

- 1.16 Wir setzen als Basisreaktion die Streuung $\nu_e p \rightarrow e^- n$ an. Der Wirkungsquerschnitt beträgt nach der Gleichung

$$\sigma_{\bar{\nu} p} = 1,2_{-0,4}^{+0,7} \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$$

im Abschnitt 1.2.2 etwa 10^{-43} cm^2 . Mit n_{Fe} aus

$$n_0 = \frac{\rho N_A}{M_r} \frac{\text{kmol}}{\text{kg}}$$

im Abschnitt 1.3.1 folgt $n_p = Z n_{\text{Fe}}$ und daher $\lambda = 4,5 \cdot 10^{16} \text{ m}$.

- 1.17 Mit $\rho\lambda = \rho/n_0\sigma = M_r/N_A\sigma \text{ kg/kmol}$ folgt mit der Gleichung

$$n_0 = \frac{\rho N_A}{M_r} \frac{\text{kmol}}{\text{kg}}$$

im Abschnitt 1.3.1 eine Gleichung, die man nach σ auflöst. Der numerische Wert ist für $M_r \approx 27$ durch etwa 640 mb gegeben.

- 1.18 Das Volumen eines Kerns ist $\sim r^3$ und $\sim M_r$. Die Oberfläche ist also $\sim M_r^{2/3}$. Mit den Formeln der letzten Aufgabe folgt daraus $\rho\lambda \sim M_r^{1/3}$.
- 1.19 In (1.48) setzen wir $\dot{N}_{\text{in}} = n_1 f_p$ und $n_0 = n_2/(A \Delta z)$ ein.
- 1.20 Das Integral des Bhabha-Querschnitts ist $\sigma \approx 1,9 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$. Also gilt $L = 2,6 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Der integrierte Wirkungsquerschnitt der Paarerzeugung ist demgegenüber völlig vernachlässigbar, $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$.
- 1.21 Es gilt

$$x_f = M_{11}x_0 + M_{12}x'_0 ,$$

wobei die Matrixelemente aus dem Produkt eines fokussierenden Quadrupols (1.59) und einer freien Wegstrecke mit der Matrix

$$M_O = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

in Abschnitt 1.4.3 berechnet werden. Damit folgt

$$M_{11} = \cos \Omega - l\sqrt{k} ,$$

also $l = 1,47 \text{ m}$.

- 1.22 Multiplizieren Sie die Matrizen mit Hilfe von SYMPY. Dann variieren Sie die Feldstärke und suchen durch Probieren einen Wert, bei dem x und y am gleichen Wert von z verschwinden. Am besten geht das grafisch, aber das ist schon ein relativ ehrgeiziges Projekt.
- 1.23 Der Lösungsweg ist schon ausführlich in der Aufgabenstellung beschrieben.
- 1.24 Der Lösungsweg ist im Python-Beispiel 1.2 gegeben.
- 1.25 Die Lösung folgt dem Python-Beispiel 1.2, allerdings wird nun die Routine `scatter` verwendet. Die Eigenschaften dieser Routine findet man mit einer Web-Suche.
- 1.26 Ändern Sie die Werte im Python-Beispiel 1.1 und wiederholen Sie die Aufgaben 1.24 und 1.25.
- 1.27 Die Lösung folgt aus einer einfachen Modifizierung des Python-Beispiels 1.3. Ein Lösungsweg wird im Notebook A1.27-28-29-Kugel.ipynb vorgestellt.
- 1.28 Folgend Sie Python-Beispiels 1.3 und fügen Sie für die dritte Dimension ein weiteres Feld z_a hinzu. Wegen der 3. Dimension muss das Ergebnis nun mit dem Faktor $2^3 = 8$ skaliert werden. Überprüfen Sie ihr

Resultat mit der analytischen Formel für das Volumen einer Kugel. Ein Lösungsweg wird im Notebook A1.27-28-29-Kugel.ipynb vorgestellt.

- 1.29 Folgen Sie dem Lösungsweg in Aufgabe 1.28 und erweitern Sie die Anzahl der Felder auf 5. Analog muss nun mit 2^5 skaliert werden, um das Gesamtvolumen zu erhalten. Vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit dem analytischen Resultat (siehe z.B. wikipedia.de/Kugel). Ein Lösungsweg wird im Notebook A1.27-28-29-Kugel.ipynb vorgestellt.
- 1.30 Versuchen Sie, ein Programm an Hand der Erläuterungen im Text zu schreiben. Vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit dem Lösungsvorschlag im Notebook A1.30-31-random-expon.ipynb.
- 1.31 Versuchen Sie, ein Programm an Hand der Erläuterungen im Text zu schreiben. Vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit dem Lösungsvorschlag im Notebook A1.30-31-random-expon.ipynb.
- 1.32 Das Programmpaket `scipy.stats` stellt für jede Verteilung Routinen für die Berechnung der pdf, cdf, ppf, usw. und für die Erzeugung von Zufallszahlen zu Verfügung. Probieren Sie es aus!
- 1.33 Der Lösungsweg wird im Buch in Detail angegeben.
- 1.34 Bilden Sie eine Summenfunktion $s(n) = \sum_i^n h(i)/N$ über alle Bins des Histogramms, wobei N die Gesamtzahl der Einträge ist. Wenn man nun eine Zufallszahl Y im Bereich $(0,1)$ erzeugt, lässt sich mit $Y = s(n)$ der zugehörige Bin n identifizieren. Die Gewünschte Zufallszahl X ist dann der x -Wert zum Bin n .
- 1.35 Als Einhüllende verwendet man ein Rechteck der Höhe $\sqrt{2}$ im Bereich $0 \leq x \leq 1$.
- 1.36 Nun kann man mehrere Rechtecke als Einhüllende verwenden. Zunächst erzeugt man eine Zufallszahl und bestimmt aus den relativen Verhältnissen der Rechtecke für welches Rechteck eine Zufallszahl berechnet werden soll. Danach folgt man dem Verfahren wie in Aufg. 1.35 angegeben.
- 1.37 Der Lösungsweg ist in der Aufgabenstellung beschrieben.
- 1.38 Man erzeugt gleichmäßig verteilte Zufallszahlen in $\cos \theta$ und in ϕ .

Kapitel 2

- 2.1 Spielen Sie mit der Routine `dalitz.py`
- 2.3 Ausgehend von (2.20) ist die Lösung trivial.
- 2.4 Am einfachsten ist das, wenn Sie `dalitz.py` um einige Zeilen zur Berechnung von m_{ik}^2 ergänzen.
- 2.6 Mit $a'_i = R_{ik}a_k$ und $b'_i = R_{il}b_l$ folgt $a'_i b'_i = R_{ik}R_{il}a_k b_l = a_k b_k$. Im letzten Schritt wurde die Orthogonalitätsrelation (2.33) benutzt.
- 2.7 Das ist nichts anderes als die Umwandlung von kartesischen in Polarkoordinaten.
- 2.9 Zur Berechnung von (2.50) muss $e^{-i\sigma_2\theta}$ berechnet werden. Dazu wird (2.58) mit dem Ergebnis

$$d^{1/2} = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & -\sin(\theta/2) \\ \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix}$$

benutzt.

- 2.10 Es gilt $\hat{j}_+ = \hat{j}_{(1),+} + \hat{j}_{(2),+}$. Dieser Operator wird auf die rechte Seite von (2.63) angewendet. Die Indizes (1) und (2) beziehen sich auf den jeweils ersten bzw. zweiten Faktor eines Produkts von Zuständen.
- 2.13 Zur Berechnung der Zerfallswinkelverteilung eines ρ -Mesons mit „Spin auf“ muss $J=1, J_3=1, \lambda=\lambda_1=\lambda_2=0$ in (2.85) eingesetzt werden. Sie ist also durch

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} \sim \frac{1}{2} \sin^2 \theta |t_{00}|^2$$

gegeben. Der Rest der Aufgabe wird ebenso bearbeitet.

- 2.14 Die Formel (2.101) verkürzt sich auf ein Glied mit $J=1$. Legen Sie eine entsprechende Tabelle an.

- 2.15 Es bleiben nur die Amplituden $f_{\frac{1}{2}, \frac{-1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{-1}{2}}$ und $f_{\frac{1}{2}, \frac{-1}{2}, \frac{-1}{2}, \frac{1}{2}}$ (und ihre Partner mit gespiegelter Helizität) übrig. Die zugehörigen Funktionen d^1 sind proportional zu $(1 + \cos \theta)$ und $(1 - \cos \theta)$. Die Winkelverteilung des Wirkungsquerschnitts ist also proportional zu $(1 + \cos^2 \theta)$.
- 2.16 Mit der Eulerschen Formel $e^{i\delta_l} = \cos \delta_l + i \sin \delta_l$ ist das ganz einfach.
- 2.17 Mit dem Ansatz, dass die Resonanz über eine Partialwelle mit $l = J$ erzeugt wird, vergleicht man (2.97) mit Formel

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{\pi}{|p|^2} \sum_l (2l+1)(2 - 2\eta_l + 4\eta_l \sin^2 \delta_l) .$$

im Abschnitt 2.4.4 unter Benutzung von $\Gamma_i = \Gamma_{\text{el}}$.

- 2.18 Betrachten wir (2.101). Wegen $\sigma = \int |f|^2 d\Omega$ gilt mit $|t|_{\text{max}} = 1$ für jede beitragende Helizitätsamplitude.

$$\sigma_{\text{max}} = \frac{12\pi}{p^2} .$$

Hierbei wurde noch die Orthogonalitätsrelation

$$\int d^l_{M_1 M_2} d^{l'}_{M'_1 M'_2} d \cos \theta = \frac{2}{2J+1} \delta_{JJ'} \delta_{M_1 M'_1} \delta_{M_2 M'_2}$$

im Abschnitt 2.2.3 benutzt. Wenn die Amplitude reell ist, wird die Grenze auf die Hälfte reduziert (Aufgabe 2.16).

- 2.21 Man zerlegt die Partialwellenamplitude

$$t_l = \frac{\Gamma/2}{(M_R - \sqrt{s}) - i\Gamma/2}$$

im Abschnitt 2.4.4 in Realteil x und Imaginärteil y und trägt dann y gegen x in einem parametrischen Plot als Funktionen von \sqrt{s} auf. Welche Kurvenform finden Sie? Mehr darüber im kurzen SYMPY-notebook Argand.ipynb.

- 2.23 Das Z-Boson kann auch die Helizität $\lambda = 0$ haben.
- 2.24 Ist der Phasenfaktor der gleiche wie in (2.126) ?
- 2.25 Aus (2.101) folgt

$$\begin{aligned} & f_{-\lambda_3 - \lambda_4, -\lambda_1 - \lambda_2}(\theta, \phi) \\ &= \frac{1}{|p|} \sum_J (2J+1) t^J_{-\lambda_3 - \lambda_4, -\lambda_1 - \lambda_2}(\sqrt{s}) d^J_{-\lambda - \mu}(\theta) e^{-i(\lambda - \mu)\phi} . \end{aligned}$$

Mit der Transformationsgleichung

$$P |J; J_3, \lambda_1 \lambda_2\rangle = \eta_1 \eta_2 (-1)^{J-j(1)-j(2)} |J; J_3, -\lambda_1 - \lambda_2\rangle ,$$

im Abschnitt 2.5.1 gilt dann wegen der Paritätserhaltung

$$t^J_{-\lambda_3 - \lambda_4, -\lambda_1 - \lambda_2} = \eta_g t^J_{\lambda_3 \lambda_4, \lambda_1 \lambda_2}$$

mit

$$\eta_g = \eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 (-1)^{2J - j_{(1)} - j_{(2)} - j_{(3)} - j_{(4)}} .$$

Da $m = J - j_{(1)} - j_{(2)}$ immer ganzzahlig ist, benutzen wir $(-1)^m = (-1)^{-m}$ zur Herleitung von

$$\eta_g = \eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 (-1)^{j_{(1)} + j_{(2)} - j_{(3)} - j_{(4)}} .$$

Mit Hilfe von (2.51) und der darauf folgenden Formel wird der Beweis von (2.127) vervollständigt.

- 2.26 Die Summe der Abstände zu den drei Seiten ist für jeden Punkt innerhalb eines gleichseitigen Dreiecks gleich der Höhe des Dreiecks. Dies entspricht dem Energiesatz $T_1 + T_2 + T_3 = Q$. Wir legen ein rechtwinkliges Koordinatensystem in den Schnittpunkt der drei Winkelhalbierenden. Dann gilt $y = T_1 - Q/3$ und $x = (T_2 - T_3)/\sqrt{3}$ und daher

$$x^2 + y^2 = \frac{Q^2}{9} + T_1^2 + \frac{1}{3}(T_2^2 + T_3^2 - 2T_2T_3 - 2T_1Q) .$$

In der Klammer ersetzen wir Q durch $T_1 + T_2 + T_3$ und erhalten

$$x^2 + y^2 = \frac{Q^2}{9} + \frac{1}{3} [(T_1 + T_2 + T_3)^2 - 4T_1T_2] .$$

Der Ausdruck in der eckigen Klammer verschwindet aber auf der Begrenzungslinie, wie man aus (2.19) für $\cos \theta_2 = 1$ sofort abliest. Damit gilt also $x^2 + y^2 = Q^2/9$, das ist ein Kreis mit dem Radius $Q/3$.

- 2.27 Mit den üblichen Verfahren der linearen Algebra wird

$$R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & \gamma \\ 1 & -\gamma \end{pmatrix}$$

mit $\gamma = \sqrt{B/C}$ ermittelt.

- 2.28 Es empfiehlt sich die Wahrscheinlichkeit P_{K^0} zum Beispiel als Funktion von (t/τ_S) anzuschreiben und dabei die Exponentialfunktionen anzupassen, also u.a. $\exp(-\Gamma_L t) \rightarrow \exp(-\tau_S/\tau_L(t/\tau_S))$.
- 2.30 Hier wird nur noch einmal die Umrechnung vom Ruhesystem ins Laborsystem abgefragt.
- 2.31 Mit $p \sim 1 + \epsilon$ usw. geht das sehr schnell.
- 2.32 Hier argumentieren wir absichtlich ausführlich und Schritt für Schritt:
Die allgemeinste Matrix mit 4 komplexen Zahlen lautet

$$U = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \tag{B.1}$$

Wir finden 4 Unitaritätsbedingungen:

$$aa^* + bb^* = 1 \tag{1}$$

$$cc^* + dd^* = 1 \tag{2}$$

$$ca^* + db^* = 0 \tag{3}$$

$$ac^* + bd^* = 0 \tag{4}$$

Bedingung (4) wird durch $c^* = -\lambda b$, $d^* = \lambda a$ erfüllt, worin λ eine beliebige reelle Zahl ist. Damit ist auch (3) erfüllt, während (2)

$$\lambda^2(aa^* + bb^*) = 1$$

auf Grund von (1) zur Bedingung $\lambda = \pm 1$ führt. Damit haben wir

$$U = \begin{pmatrix} a & b \\ -\lambda b^* & \lambda a^* \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

bewiesen. Jetzt wird noch die Bedingung der Unimodularität $\det U = 1$ ausgewertet, $\det U = \lambda(aa^* + bb^*)$. Wegen (1) gilt $\det U = \lambda$ und damit $\lambda = 1$.

2.33 Der Beweis ist schon im ausführlichen Kommentar zu (2.32) enthalten.

2.34 Mit Hilfe der Tabelle 2.3 leiten wir u. a.

$$\begin{aligned} |\pi^+ p\rangle &= \left| \frac{3}{2}; \frac{3}{2} \right\rangle \\ |\pi^0 p\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2}; \frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2}; \frac{1}{2} \right\rangle \\ |\pi^0 n\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2}; \frac{-1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2}; \frac{-1}{2} \right\rangle \\ |\pi^- p\rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{3}{2}; \frac{-1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2}; \frac{-1}{2} \right\rangle \end{aligned}$$

ab. Da nur die Amplitude $T_{3/2}$ beitragen soll, gilt

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ p | T | \pi^+ p \rangle &= a \\ \langle \pi^- p | T | \pi^- p \rangle &= \frac{a}{3} \\ \langle \pi^0 n | T | \pi^- p \rangle &= \frac{\sqrt{2}a}{3} \\ \langle \pi^0 n | T | \pi^0 n \rangle &= \frac{2a}{3} \end{aligned}$$

und deshalb z. B. $\sigma(\pi^+ p) / \sigma(\pi^- p) = 3$ (Abb. 2.14).

2.35 Natürlich ist J_3 durch

$$J_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

gegeben. Wegen $J_+ |1; -1\rangle = \sqrt{2} |1; 0\rangle$ und $J_+ |1; 0\rangle = \sqrt{2} |1; 1\rangle$ gilt

$$J_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Ganz analog wird

$$J_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

abgeleitet. Mit $J_{\pm} = J_x \pm iJ_y$ folgt

$$J_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

und

$$J_y = \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} .$$

2.36 Wir ergänzen (2.190) durch

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ \pi^- | T | K_1 \rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}}(T_2 - T_2^*) + \sqrt{\frac{2}{3}}(T_0 - T_0^*) \\ \langle \pi^0 \pi^0 | T | K_1 \rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}(T_2 - T_2^*) - \sqrt{\frac{1}{3}}(T_0 - T_0^*) . \end{aligned}$$

Die im Text angegebenen Festlegungen über T_2 und T_0 führen dann unmittelbar zu (2.191).

Kapitel 3

- 3.2 Der erste Teil der Aufgabe kann durch explizites Berechnen der Summe oder durch Anwenden der Vertauschungsrelation (3.8) gelöst werden. Der zweite Teil am besten mit Hilfe der Vertauschungsrelation.
- 3.5 Wegen $\gamma_5^2 = 1$ gilt $(1 + \gamma_5)(1 - \gamma_5) = 0$ und $(1 + \gamma_5)(1 + \gamma_5) = 2(1 + \gamma_5)$ usw.
- 3.6 Immer wieder hilft das SYMPY-notebook `Dirac.ipynb`!
- 3.8 Benutzen Sie die Vertauschungsrelation (3.8) und die Tatsache, dass Matrizen unter der Spur vertauschbar sind.
- 3.9 Anstelle von (3.47) muss das viel einfachere Integral

$$\text{Sp} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \gamma^\mu \frac{\not{k} + m}{k^2 - m^2}$$

ausgewertet werden. Mit Hilfe der Ergebnisse der letzten Aufgabe bleibt nur ein Integral mit einem ungeraden Integranden in den Komponenten von k übrig, welches daher in den Grenzen von $-\infty$ bis $+\infty$ verschwindet.

- 3.10 (3.55) genügt der Differentialgleichung

$$q^2 \frac{d\alpha}{dq^2} = \frac{\alpha^2}{3\pi} .$$

- 3.11 Noch einfacher ist es, wenn Sie direkt das `SYMPY`-notebook `eemumu.ipynb` studieren.
- 3.12 Auch hier gibt es ein notebook (`eeee.ipynb`)
- 3.13 Man muss nur q^2 als Quadrat der Differenz der Impulse des Protons auswerten.
- 3.14 Im Schwerpunktsystem gilt $t = 2|\mathbf{p}^*|^2(1 - \cos \theta)$ und daher $t_{\max} = 4|\mathbf{p}^*|^2$. Diese Invariante wird wie üblich mit Hilfe von (1.24) berechnet. Nach einigen Umformungen bekommt man

$$S_{12}^2 = s_0^2 - 4m^2 M^2 = s_0^2 \left(1 - \frac{4m^2 M^2}{s_0^2} \right)$$

Diese Formel kann mit `SYMPY` verifiziert werden. Im Laborsystem gilt für die Streuung an ruhenden Elektronen $s_0 = 2E_\mu m$ und daher $S_{12}^2 = s_0^2 \beta_\mu^2$. Der Rest der Berechnung folgt aus den Angaben zum Thema „a) Energieverlust geladener Teilchen“ im Abschnitt 3.2.4.

- 3.16 Wir wählen ein Atommodell mit einem elastisch gebundenen Elektron der Eigenfrequenz ω_0 , was unter dem Einfluss einer elektromagnetischen Welle der Frequenz ω und der Amplitude E_0 zu schwingen beginnt. Die abgestrahlte Leistung ist im SI-System durch

$$\bar{P} = \frac{1}{12\pi\epsilon_0 c^3} \omega^4 p_0^2$$

bestimmt, worin das elektrische Dipolmoment p_0 bei Vernachlässigung der Dämpfung durch

$$p_0 = \frac{e^2 E_0}{m(\omega^2 - \omega_0^2)}$$

gegeben ist. Der Wirkungsquerschnitt ist durch $\sigma = \bar{P}/I$ definiert. Nach Einsetzen der Intensität $I = c \epsilon_0 E_0^2/2$ folgt im Einheitensystem der Teilchenphysik

$$\sigma = \frac{8\pi\alpha^2}{3m^2} \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2} .$$

Diese Formel enthält die beiden Grenzfälle der Thomson-Streuung ($\omega_0 \approx 0$) und der Rayleigh-Streuung ($\omega_0 \gg \omega$).

- 3.17 Die Lebensdauer berechnet sich aus der freien Weglänge zu $\tau = 1/(c \sigma n_\gamma)$. Für σ setzen wir den Thomson-Querschnitt ein. Für die spektrale Verteilung der Anzahldichte der Photonen gilt

$$\frac{dn_\gamma}{d\omega} = \frac{du}{d\omega} \frac{1}{\hbar\omega} ,$$

worin der erste Faktor auf der rechten Seite die spektrale Energiedichte der Planckschen Formel ist. Nach Integration erhalten wir n_γ mit dem numerischen Ergebnis $n_\gamma = 20,2 \text{ T}^3 \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-3}$. Dies ergibt eine Lebensdauer von 25,5 h.

- 3.18 Mit $\lambda = 630 \text{ nm}$ ($\omega = 2 \text{ eV}$) ergibt die Auswertung der auf der Seite zuvor angegebenen Formel für ω' den Wert 75,5 GeV.
- 3.19 Da die Masse des Elektrons nicht vernachlässigt werden darf, muss man (3.95) auswerten. Dies ergibt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1 + \beta^2 \cos^2 \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} + 2K + 2K^2 ,$$

worin β die Geschwindigkeit des Elektrons ist und K aus

$$K = \frac{m^2}{E\omega(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)}$$

berechnet wird. E und ω bezeichnen die Energien von Elektron und Photon. Für $\beta \rightarrow 0$ wird die Winkelverteilung also isotrop.

- 3.20 Man ersetzt die Beträge $|\mathbf{p}|$ durch die Energien E und entwickelt die Wurzeln für große E . Bei Vernachlässigung aller Terme $\sim M^4$ folgt das gewünschte Ergebnis rasch.

Kapitel 4

- 4.1 Eine Routine zur Berechnung der $SU(3)$ -Strukturkonstanten ist auch in `heppackv0.py` enthalten. Vergleichen Sie ihr Ergebnis!
- 4.2 Wir gehen von Gleichung

$$T'^{\alpha_1 \dots \alpha_r}_{\beta_1 \dots \beta_s} = U^{\alpha_1}_{\gamma_1} \dots U^{\alpha_r}_{\gamma_r} (U^{-1})^{\delta_1}_{\beta_1} \dots (U^{-1})^{\delta_s}_{\beta_s} T^{\gamma_1 \dots \gamma_r}_{\delta_1 \dots \delta_s}$$

im Abschnitt 4.1.2 aus. Für kleine Θ gilt mit $\theta = \Theta/2$

$$U = \begin{pmatrix} 1 & -i\theta & 0 \\ -i\theta & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

und $U^{-1} = U^*$ daher

$$T_1'^1 = T_1^1 + i\theta T_1^2 - i\theta(T_1^2 + i\theta T_2^2) .$$

Entsprechende Ausdrücke ergeben sich für $T_2'^2$ und $T_3'^3$. Bei Vernachlässigung quadratischer Terme in θ folgt dann $T_i'^i = T_i^i$.

- 4.3 Mit $q^1 = p$ und $q^2 = n$ sieht man sofort, dass (4.13) die Zustände (2.180) und (2.181) erzeugt. Ebenso erzeugt (4.6) bis auf eine Phase die Zustände (2.185) und (2.186).
- 4.5 Als Alternative zu den Verfahren im Text des Buches benutzen wir eine Methode, die aus der Atomphysik bekannt ist. Der Farbfaktor $c_F = \langle \mathbf{F}_1 \mathbf{F}_2 \rangle$ ist durch die Wechselwirkung der F -Spins definiert. Mit $\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 + \mathbf{F}_2$ lässt sich c_F durch die Betragssquadrate F^2, F_1^2, F_2^2 von Oktett, Triplett und Antitriplett ausdrücken, deren Eigenwerte in Gleichung

$$f^2 = \frac{1}{3}(p^2 + q^2 + pq) + p + q$$

im Abschnitt 4.1.2 definiert sind. Damit ergibt sich $c_F = 1/6$ im Oktett und wie gehabt $c_F = -4/3$ im Singlett.

- 4.6 Im notebook `Farbfaktoren.ipynb` sind Routinen für komplizierte Farbfaktoren enthalten. Ergänzen Sie das notebook durch ein kleines Programm für Farbfaktoren bei festliegenden Farben der Quarks.
- 4.7 Im notebook `Farbfaktoren.ipynb` und in `heppackv0.py` sind die λ -Matrizen definiert. Sie können dort Beispiele ausprobieren oder eine Routine schreiben, die alle Möglichkeiten überprüft.
- 4.9 Eigentlich wird schon im Text erläutert, dass nur $T_{fi}^{3g}(g-g- \rightarrow q-\bar{q}_+)$, $T_{fi}^{3g}(g-g- \rightarrow q_+\bar{q}_-)$, $T_{fi}^{3g}(g+g+ \rightarrow q-\bar{q}_+)$, $T_{fi}^{3g}(g+g+ \rightarrow q_+\bar{q}_-)$ übrig bleiben.
- 4.10 f^{abc} wird in `heppackv0.py` mit der Funktion `fsu3(a,b,c)` berechnet.

4.12 Das Ergebnis ist in heppackv0.py zu finden.

4.14 Vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit Tabelle 9.1 in (Barger und Phillips 1991). Erst nach der Berechnung des großen Querschnitts der Reaktion $gg \rightarrow gg$ stimmten die Experimente zur Produktion von zwei jets mit der Theorie überein.

4.16 Aus der Wellenfunktion des *flavor*-Singulets folgt

$$\langle \eta_1 | M | \eta_1 \rangle = \frac{1}{3}(2m_u + 2m_d + 2m_s) .$$

Im additiven Quarkmodell ist diese Masse identisch mit $(2M_K + M_\pi)/3$.

4.17 a_0 und $f_0(500)$ sollten etwa die gleiche Masse haben, eventuell vielleicht 100 bis 200 MeV schwerer als ρ, ω wegen des Bahndrehimpulses $L = 1$. Das $f_0(980)$ müsste schwerer sein, da es nur aus s -Quarks bestehen sollte. Alle diese Voraussagen sind nicht erfüllt.

4.18 Aus der fünften Zeile der Tabelle 4.4 lesen wir – unter Ersetzung der Farben durch die Quarksorten –

$$|\Lambda\rangle = \frac{1}{2}(|usd\rangle - |uds\rangle + |dsu\rangle - |dus\rangle)$$

ab.

4.19 Die Wellenfunktion des Σ^+ erhalten wir aus (4.45), indem wir das d -Quark durch ein s -Quark ersetzen. Damit folgt

$$\mu_{\Sigma^+} = \frac{e}{2m_u} \left(\frac{8}{9} + \frac{1}{9} \frac{m_u}{m_s} \right) .$$

Das vorhergesagte magnetische Moment ist also etwas kleiner ($2,7 \mu_K$) als das magnetische Moment des Protons ($2,79 \mu_K$). Gemessen wurden $2,5 \mu_K$.

4.20 Das ist eine Aufgabe zum Probieren. $m_{u,d} = 360 \text{ MeV}$, $m_s = 510 \text{ MeV}$, $b' = 3,8 \cdot 10^7 \text{ MeV}^2$ und $b = 2 \cdot 10^7 \text{ MeV}^2$ gibt gute Resultate für das Baryonen-Oktett und -Dekuplett sowie die ρ, ω - und Φ -Mesonen, aber schlechte Werte für die K - und K^* -Mesonen.

4.21 Wir müssen offenbar $T_{fi} = f_{\rho\gamma} e \varepsilon_{\rho,\mu} j^\mu / M_\rho^2$ für die möglichen Helizitäten des ρ -Mesons und der Elektron-Positron Paare berechnen. Wir beschränken uns auf masselose Elektronen und Positronen. Für (e_-, e_+) entnehmen wir j^μ aus (3.58) mit $E = M_\rho/2$. Die Polarisationsvektoren $\varepsilon_{\rho,\pm}$ sind durch (2.115) mit $\theta, \phi = 0$ festgelegt, während $\varepsilon_{\rho,0}$ durch (3.97) gegeben ist, also $[0, 0, 0, 1]$ für ein ruhendes ρ -Meson. Damit lässt sich $|T_{fi}|^2$ berechnen und es sollte Sie nicht überraschen, dass die Winkelverteilung isotrop ist. Um auch (e_+, e_-) zu berücksichtigen wird das Ergebnis mit 2 multipliziert. Danach geht alles seinen gewohnten Gang.

4.22 Im Text des Kapitels (4.4) sind einige Beispiele berechnet. Beachten Sie die relativen Vorzeichen der $q\bar{q}$ Paare in der π^0 -Wellenfunktion.

4.23 Für das ϕ -Meson erhalten wir $|R_S(0)| = 0,24 \text{ GeV}^{3/2}$. Die Auswertung von J/ψ und Υ zeigt dass $|R_S(0)|^2 / M_V^2$ sich nur um wenige Prozent ändert.

4.24 Zunächst stellt man die (4.79) entsprechenden Formeln für die η - und η' -Mesonen unter Berücksichtigung eines Mischungswinkels auf. Als Zerfallskonstante wird immer f_π eingesetzt. Um vom Mischungswinkel unabhängig zu werden, wird dann

$$\frac{\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta'}}{m_{\eta'}^3} = \frac{3\Gamma_{\gamma\gamma}^{\pi^0}}{m_{\pi^0}^3} - \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta}}{m_{\eta}^3}$$

bewiesen. So kann z. B. $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta'}$ berechnet werden. Die Auswertung zeigt, dass die Vorhersage ($\Gamma_{\gamma\gamma}^{\eta'} = 5,7 \text{ keV}$) nur zu ca. 30 % erfüllt wird.

- 4.25 Die Integration über (2.106) ergibt keinen Unterschied in den Formeln für die Zerfallsbreite.
- 4.26 Aus (4.75) entnehmen wir $|Q_b| = 1/3$. Aus (4.82) bestimmen wir mit $\alpha_s = 0,196$ eine hadronische Zerfallsbreite von 57 keV!
- 4.27 Im Oszillatorpotential gilt im Grundzustand $E = 3\omega/2$. Aus dem Spektrum haben wir für das Charmonium $\omega = 315 \text{ MeV}$ abgelesen. Da die potentielle und kinetische Energie im Mittel gleich groß sind, gilt $3\omega/2 = 2(m_c\gamma - m_c)$, wobei in der Klammer rechts der Ausdruck für die relativistische kinetische Energie steht. Mit $\beta^2 = 1 - 1/\gamma^2$ bekommen wir $\beta^2 = 0,25$. Die gleiche Rechnung gibt im Fall des Bottomoniums $\beta^2 = 0,12$.
- 4.28 Die Auswertung der Formel mit typischen Konstituentenmassen des u - und des b -Quarks ergibt $M_{\eta_b} \approx M_\Upsilon - 3 \text{ MeV}$.

Kapitel 5

- 5.1 Nochmals Beweis mit anschaulicher Argumentation: Als Beispiel nehmen wir blaue u -Quarks. Es gibt die Prozesse $u_B \rightarrow u_G g_{B\bar{G}}$, $u_B \rightarrow u_R g_{B\bar{R}}$ und $u_B \rightarrow u_B g_{B\bar{B}}$. Die Amplituden der ersten beiden haben das Gewicht 1 wegen der Wellenfunktionen (4.9), während die dritte Reaktion über die Wellenfunktion (4.12) einen Wichtungsfaktor $2/\sqrt{6}$ erhält. Diese Faktoren müssen quadriert und addiert werden. Nach Multiplikation mit dem üblichen Faktor $1/2$ erhält man $c_F = 4/3$.
- 5.2 Die Energien werden gemäß $E_1 > E_2 > E_3$ angeordnet. Dann gilt

$$\sum |p_i n| = |E_1 \cos \theta_1| + |E_2 \cos \theta_2| + |E_3 \cos \theta_3|.$$

Die rechte Seite ist aber $\geq |E_1 \cos \theta_1| + |E_2 \cos \theta_2 + E_3 \cos \theta_3|$ und wegen der Impulserhaltung $\geq 2|E_1 \cos \theta_1|$. Im Maximum ($\cos \theta_1 = 1$) gilt das Gleichheitszeichen. Damit ist der Beweis vollständig.

- 5.3 Beim isotropen Zerfall eines System in Teilchen gleicher Masse sind alle Impulse gleich groß. Damit wird T proportional zu $\int |\cos \theta| d \cos \theta$. Dieses Integral hat den Wert $1/2$.
- 5.4 Man schreibt alle in (5.12) erlaubten Anteile auf und benutzt dann die Bedingungen der darauf folgenden Gleichung.
- 5.5 Die Experimente wurden alle an ruhenden Protonen durchgeführt. Es gilt $q^2 = -2 E E' (1 - \cos \theta)$ also

$$E E' = \frac{-q^2}{1 - \cos \theta} = a$$

und

$$E - E' = \frac{-q^2}{2M} = b.$$

Die Auflösung nach E' lautet

$$E' = -\frac{b}{2} + \sqrt{\frac{b^2}{4} + a}.$$

Damit erhalten wir $E = 1,022 \text{ GeV}$, $E' = 0,489 \text{ GeV}$ für $\theta = 90^\circ$ und $E = 11,732 \text{ GeV}$, $E' = 11,199 \text{ GeV}$ für $\theta = 5^\circ$.

- 5.6 Es sollte ein ziemlich kleiner Anteil herauskommen.
- 5.7 Wie die Formel abgeleitet wird, ist im Text genau beschrieben.
- 5.9 Wir legen die z -Achse des Koordinatensystems in die Richtung des einlaufenden Protons. Mit $x = -q^2/(2q \cdot P)$ und $y = q \cdot P/(e \cdot P)$ folgt

$$x = \frac{2EE'(1 + \cos \theta)}{4E_p E - 2E_p E'(1 - \cos \theta)}$$

und

$$y = 1 - \frac{E'}{E} \frac{1 - \cos \theta}{2} .$$

- 5.11 Es handelt sich hier um eine typische Anwendung der Jacobi-Determinante. Wir bleiben im HERA-System. Mit den Ergebnissen der letzten Aufgabe gilt

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^2}{\partial \cos \theta} &= -2EE' \\ \frac{\partial q^2}{\partial E'} &= -2E(1 + \cos \theta) \\ \frac{\partial y}{\partial \cos \theta} &= +\frac{E'}{2E} \\ \frac{\partial y}{\partial E'} &= -\frac{1}{2E}(1 - \cos \theta) . \end{aligned}$$

Damit gilt

$$\frac{dq^2 dy}{dE' d\Omega} = \frac{E'}{\pi}$$

und mit $q^2 = -xys$

$$\frac{dq^2 dx}{dE' d\Omega} = \frac{E' x}{\pi y} .$$

Der Beweis für ruhende Protonen ist noch einfacher.

- 5.12 Die nötigen Schritte sind im Text beschrieben.
 5.13 Ausgehend von (5.36) finden Sie leicht, dass die Punkte am äußersten rechten Rand der Kurven der Abb. 5.24 liegen.
 5.15 Beachten Sie die Symmetriebedingungen der Fragmentationsfunktionen auf Seite 347.
 5.16 Die Auswertung von (5.67) mit Werten für $\Gamma_{\gamma\gamma}$ aus den Tabellen der PDG ergibt einen Wirkungsquerschnitt von 2365, 1568 und 2360 pb für die Produktion von π^0 -, η - und η' -Mesonen. Darin kommt zum Ausdruck, dass $\Gamma_{\gamma\gamma}$ für diese Mesonen ungefähr proportional zu M^3 ist.
 5.17 Der log-Term muss > 1 sein.

Kapitel 6

- 6.1 Die Streuamplitude (6.9) wird in der Konvention der Kernphysik zu

$$f = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} G_F \sqrt{s} .$$

Da keine Winkelabhängigkeit vorliegt, entspricht dies dem Term mit $J=0$ in (2.101)

$$f = \frac{2}{\sqrt{s}} t_{\frac{-1}{2}, \frac{-1}{2}, \frac{-1}{2}, \frac{-1}{2}}^0.$$

Die Amplitude ist reell, der Realteil von t_0 kann maximal den Wert $1/2$ erreichen. Das ergibt $s_{\max} = \sqrt{2}\pi/G_F$.

6.5 Mit $p \rightarrow 0$ wird aus (3.19)

$$u_r = \sqrt{2m} \begin{pmatrix} \chi_r \\ 0 \end{pmatrix},$$

und analog für $u_{r'}$. Damit gilt $j_V^0 = 2m\chi_r^\dagger\chi_r$, $j_V^i = 0$ bzw. $j_A^0 = 0$, $j_A^i = 2m\chi_r^\dagger\sigma^i\chi_r$,

6.7 Damit ist man offenbar ziemlich nahe am richtigen Ergebnis!

6.8 Abzählen der beitragenden Familien von Quarks und Leptonen, wobei nicht vergessen werden darf, dass die Quarks als Farb-Triplets auftreten.

6.9 Es sind nach dem Muster des Zerfalls $\mu \rightarrow \nu_\mu e \bar{\nu}_e$ außer dem Zerfall in $\nu_\tau e \bar{\nu}_e$ nur die Zerfälle in $\nu_\tau \mu \bar{\nu}_\mu$ und $\nu_\tau d \bar{u}$ möglich.

6.10 Gehen Sie analog zum Beweis für die Quarkdichten $q(x)$ vor.

6.11 Dann tragen wohl s und \bar{c} nicht bei.

6.12 Neben der Ergänzung der Abb 6.16 durch Diagramme mit c und s -Quarks muss noch der Zusammenhang des Abschn. 5.3.3 zwischen den Quarkdichten im Proton und Neutron beachtet werden.

6.13 Beachten Sie die Verknüpfung der Strukturfunktionen mit dem Wirkungsquerschnitt der Photon-Hadron-Streuung in Abschn. 5.3.2

6.15 Es wird jeweils nur die führende Ordnung in λ mitgenommen, also $V_{ud} = 1 - \lambda^2/2$, $V_{us} = \lambda$, $V_{ub} = A\lambda^3(\rho - i\eta)$. Die letzte Gleichung wird mit Hilfe der Identitäten $\cos \delta_{13} = \rho/\sqrt{\eta^2 + \rho^2}$ und $\sin \delta_{13} = \eta/\sqrt{\eta^2 + \rho^2}$ abgeleitet. Die weiteren Matrixelemente werden dann in analoger Weise bestimmt.

6.16 Man schreibt die Produkte der Matrixelemente für die Kombinationen $j, k = (u, u), (u, c), (c, u), (c, c)$ auf und setzt die Werte der Cabbibo-Matrix ein. Bei gleichen Massen ist $f(m_j, m_k)$ nur ein gemeinsamer Faktor.

6.17 Wie die letzte Aufgabe, nur etwas komplizierter.

6.18 Zeichnen Sie eine Strecke CB der Länge 1, die das Produkt $|V_{cb}V_{cd}|$ repräsentiert. Dann wird ein Kreis um C mit dem Radius 0,38 (entsprechend $|V_{ub}V_{ud}|$) und ein Kreis um B mit dem Radius 0,93 (entsprechend $|V_{tb}V_{td}|$) geschlagen. Im Schnittpunkt liegt die Dreiecksspitze A .

6.19 Schreiben Sie die Unitaritätsbedingung (6.47) für $k = 2, j = 1$ auf. Dann werden Sie merken, dass das zugehörige Dreieck sehr flach ist und praktisch zu einer Linie wird.

6.20 c ist die dem Punkt C gegenüber liegende Seite haben wir in der Schule gelernt. Sie müssen also nur noch $c = |c| \exp i(\pi - \beta)$ durch die Darstellung komplexer Zahlen in einer Ebene begründen.

6.21 Im Text ist das Messergebnis für $\sin(2\beta)$ mit einem Fehler von 1σ angegeben. Berechnen Sie daraus den Fehler für $\text{CL}=99\%$ und bestimmen den erlaubten Wertebereich von β .

6.22 Zum Beweis muss

$$T_{fi} = \frac{g^2}{2} \bar{u}_R(k) \not{\epsilon}_0^*(p') \frac{\not{\epsilon}}{q^2} \not{\epsilon}_0^*(k') u_L(p)$$

ausgewertet werden. Das kann per hand oder durch Erweiterung eines NOTEBOOKS wie COMPTON(HE).IPYNB geschehen.

6.25 Auch hier muss nur die Tabelle benutzt werden, wobei die (farbigen) Quarks dreifach gezählt werden.

6.26 Für masselose Fermionen sind die nötigen Amplituden in Tabelle 6.3 enthalten. Mit mehr Ehrgeiz können Sie auch eines unserer NOTEBOOKS z.B. EEMUMU.IPYNB ergänzen.

- 6.27 Hinweise zur Lösung sind im Text reichlich vorhanden.
- 6.29 Auch hier gilt, dass man nur die Zwischenschritte der im Text behandelten Umrechnung noch selbst durchführen muss.

Kapitel 7

- 7.1 Lösungshinweise sind in der Aufgabenstellung gegeben.

Kapitel 8

- 8.1 Mit der Definition der Jacobi-Determinante in Abschnitt 2.4 ist dies eine einfache mathematische Rechnung. Alternativ kann man die Rechnung auch mit `SYMPY` durchführen.
- 8.2 Diese Aufgabe ist umfangreicher als andere. Der Lösungsweg ist in der Aufgabenstellung erläutert. Versuchen Sie es bevor Sie den Lösungsvorschlag in `A8.2-Drell-Yan.ipynb` zu rate ziehen.
- 8.3 Vergleichen Sie ihr Ergebnis mit dem Notebook `A8.3-Drell-Yan-numerisch.ipynb`
- 8.4 Vergleichen Sie ihr Ergebnis mit dem Notebook `A8.4-gluon-gluon.ipynb`
- 8.5 Integrieren Sie den elastischen Querschnitt der letzten Formel über t um die Behauptung zu verifizieren.
- 8.6 Man quadriert (2.26) und benutzt (2.13) an der Stelle $t = 0$.
- 8.7 Mit einem totalen Wirkungsquerschnitt von 110 mb wird das Verhältnis $\sigma_{\text{el}}/\sigma_t$ selbst für $\rho = 1$ kleiner als $1,4 \cdot 10^{-4}$.
- 8.8 Für diese Berechnung kann man die Normalverteilung integrieren oder z.B. die cdf-Funtion der Routine `scipy.stats.norm` verwenden.

Kapitel 9

- 9.1 Das Ergebnis erhält man direkt durch Verwendung der PMNS-Matrix.
- 9.2 Die Lösung ergibt sich durch eine direkte Anwendung der Gleichung 9.9 im Text, wobei alle Neutrinomassen m_i durch die niedrigste Masse m_0 und den Massenunterschieden ausgedrückt werden.
- 9.3 Der Lösungsweg ist in der Aufgabenstellung angegeben.
- 9.4 Zuerst sollte man die Eigenwerte der Matrix

$$M = \begin{pmatrix} a & b \\ b & c \end{pmatrix}$$

berechnen. Im nächsten Schritt kann man dann a, b, c durch die Matrixelement in (9.29) ersetzen, wobei man mit (9.22) alle Massen durch m_1 und m_2 ausdrückt. Dies ist eine etwas mühsame Rechnung, bei der `SYMPY` helfen kann. Vergleichen Sie ihr Ergebnis mit dem Notebook `A9.4-Neutrino-Osc-Mat.ipynb`.

- 9.5 Es gilt $N_\nu = 2S/Q$, wobei S die Solarkonstante und $Q = 26,731 \text{ MeV}$ die Wärmetönung ist, die im Text nach (9.36) definiert wurde. Dies ergibt einen Fluß von $6,54 \cdot 10^{14} m^{-2} s^{-1}$.

Kapitel 10

- 10.1 In Abb. 10.8 werden die Photonen durch W -Bosonen ersetzt. Die waagerechte Linie in der Schleife ist dann z.B ein ν_μ und die schrägen Linien gehören zu einem Myon, das an das Z koppelt.
- 10.2 Entsprechend dem Z -Zerfall gibt es den Zerfall in ein Sfermion-Fermion-Paar $\tilde{Z} \rightarrow \tilde{f}\bar{f}$, bzw. $\tilde{Z} \rightarrow \tilde{f}f$ mit dem anschließenden Zerfall des Sfermions in das LSP $\tilde{f} \rightarrow f\tilde{\gamma}$.

Literatur

Alphabetisch geordnete Literaturliste:

- 't Hooft, G. und M.J.G. Veltman (1972), „Regularization and Renormalization of Gauge Fields“, *Nucl.Phys.B*, 44, S. 189. (Siehe S. 208.)
- Abada, A et al. (2019), „FCC-hh: The Hadron Collider“, *Eur. Phys. J.Special Topics*, 228, S. 755, doi: 10.1140/epjst/e2019-900087-0. (Siehe S. 56, 66.)
- Abramowicz, H. et al. (1983), „Neutrino and Antineutrino Charged-Current Inclusive Scattering in Iron in the Energy Range $20 < E_\nu < 300 \text{ GeV}$ “, *Z.Phys.C.*, 17, S. 283. (Siehe S. 415.)
- Adler, S.J. (1964), „Tests of the conserved vector current and partially conserved axial-vector current hypotheses in high-energy neutrino reactions“, *Phys.Rev.B*, 963, S. 135. (Siehe S. 416.)
- Aharmim, B. u. a. (2005), „Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory“, *Phys. Rev. C*, 72, S. 055502, doi: 10.1103/PhysRevC.72.055502, arXiv: nucl-ex/0502021. (Siehe S. 595.)
- Aitchison, I.J.R. und A.J.G. Hey (1989), *Gauge Theories in Particle Physics*, Adam Hilger, Bristol. (Siehe S. 204.)
- Akhmetshin, R.R. et al. (1999), „Measurement of ϕ meson parameters in $K_L^0 K_S^0$ decay made with CMD-2“, *Phys.Lett.B*, 466, S. 385, doi: 10.1016/S0370-2693(99)00973-9. (Siehe S. 318.)
- Alioli, Simone, Paolo Nason, Carlo Oleari und Emanuele Re (2010), „A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX“, *JHEP*, 06, S. 043, doi: 10.1007/JHEP06(2010)043, arXiv: 1002.2581 [hep-ph]. (Siehe S. 526.)
- Allison, J. u. a. (2016), „Recent developments in Geant4“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 835, S. 186–225, doi: 10.1016/j.nima.2016.06.125. (Siehe S. 85.)
- Altarelli, G. und G. Parisi (1977), „Asymptotic Freedom in Parton Language“, *Nucl. Phys. B*, 126, S. 298. (Siehe S. 373.)
- Alvarez-Gaume, L. et al. (1999), „Violation of Time-Reversal Invariance and CP-Lear Measurements.“ *Phys.Lett. B*, 458, S. 347. (Siehe S. 174.)
- Álvarez-Gaumé, L. und M.Á. Vázquez-Mozo (2012), *An Invitation to Quantum Field Theory*, Springer, Heidelberg. (Siehe S. 208.)
- Alwall, J., R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. -S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli und M. Zaro (2014), „The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations“, *JHEP*, 07, S. 079, doi: 10.1007/JHEP07(2014)079, arXiv: 1405.0301 [hep-ph]. (Siehe S. 526.)
- Anastasiou, Charalampos, Lance Dixon, Kirill Melnikov und Frank Petriello (2003), „High-precision QCD at hadron colliders: electroweak gauge boson rapidity distributions at NNLO“, *Phys.Rev.D* 69:094008,2004 (18. Dez. 2003), doi: 10.1103/PhysRevD.69.094008, arXiv: hep-ph/0312266 [hep-ph]. (Siehe S. 548.)
- Angelopoulos, A. et al. (1998), „First Direct Observation of Time-Reversal Noninvariance in the Neutral-Kaon System.“ *Phys.Lett. B*, 444, S. 43. (Siehe S. 173.)
- Arbey, A., M. Battaglia, F. Mahmoudi und D. Martínez Santos (2013), „Supersymmetry confronts $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$: Present and future status“, *Phys. Rev. D*, 87, 3, S. 035026, doi: 10.1103/PhysRevD.87.035026, arXiv: 1212.4887 [hep-ph]. (Siehe S. 641.)

- Argus Collaboration, H. Albrecht et al. (1987), „Observation of $B^0-\bar{B}^0$ Mixing.“ *Phys.Lett. B*, 192, S. 245. (Siehe S. 174.)
- ATLAS Collaboration (2012), „Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC“, *Phys. Lett. B*, 716, S. 1–29, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020, arXiv: 1207.7214 [hep-ex]. (Siehe S. 563.)
- (2015), „Measurement of the inclusive jet cross-section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using 4.5 fb^{-1} of data with the ATLAS detector“, *JHEP*, 02, [Erratum: JHEP 09, 141 (2015)], S. 153, doi: 10.1007/JHEP02(2015)153, arXiv: 1410.8857 [hep-ex]. (Siehe S. 541.)
 - (2017), „Evidence for light-by-light scattering in heavy-ion collisions with the ATLAS detector at the LHC“, *Nature Physics*, 13, S. 852, doi: 10.1038/nphys4208. (Siehe S. 387.)
 - (2019a), „Measurement of the cross-section and charge asymmetry of W bosons produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector“, *Eur. Phys. J. C*, 79, S. 760, doi: 10.1140/epjc/s10052-019-7199-0, arXiv: 1904.05631 [hep-ex]. (Siehe S. 549.)
 - (2019b), „Measurements of gluon-gluon fusion and vector-boson fusion Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector“, *Phys. Lett. B*, 789, S. 508–529, doi: 10.1016/j.physletb.2018.11.064, arXiv: 1808.09054 [hep-ex]. (Siehe S. 562.)
 - (2020), „Measurement of the properties of Higgs boson production at $\sqrt{s}=13$ TeV in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel using 139 fb^{-1} of pp collision data with the ATLAS experiment“ (Aug. 2020). (Siehe S. 562.)
- Bahcall, John N., Walter F. Huebner, Stephen H. Lubow, Peter D. Parker und Roger K. Ulrich (1982), „Standard solar models and the uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos“, *Rev. Mod. Phys.*, 54 (3 Juli 1982), S. 767–799, doi: 10.1103/RevModPhys.54.767. (Siehe S. 588.)
- Bahcall, John N., Aldo M. Serenelli und Sarbani Basu (2005), „New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes“, *Astrophys. J. Lett.*, 621, S. L85–L88, doi: 10.1086/428929, arXiv: astro-ph/0412440. (Siehe S. 588.)
- Baikov, P.A., K.G. Chetyrkin, J.H. Kühn und J. Rittinger (2012), „Adler Function, Sum Rules and Crewther Relation of Order α_s^4 “, *Phys. Lett. B*, 714, S. 62, arXiv: 1206.1288. (Siehe S. 340.)
- Ball, Richard D. u. a. (2017), „Parton distributions from high-precision collider data“, *Eur. Phys. J. C*, 77, 10, S. 663, doi: 10.1140/epjc/s10052-017-5199-5, arXiv: 1706.00428 [hep-ph]. (Siehe S. 512.)
- Ballam, J et al. (1969), „Total and Partial Photoproduction Cross-Sections at 1.4, 2.8, 4.7 GeV.“ *Phys.Rev.Lett.*, 23, S. 498. (Siehe S. 236.)
- Bardon, M. et al. (1965), „Measurement of the momentum spectrum of positrons from myon decay“, *Phys.Rev.Lett.*, 14, S. 449. (Siehe S. 396.)
- Barger, V.D. und R.J.N. Phillips (1991), *Collider Physics, Updated Edition*, Addison-Wesley, Redwood City, CA. (Siehe S. 373, 418, 11.)
- Barnes, V.E. et al. (1964), „Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three“, *Phys.Rev.Lett.*, 12, S. 204. (Siehe S. 298.)
- Barrow, J.D. und F.D. Tipler (1986), *The Anthropic Cosmological Principle*, Clarendon Press, Oxford. (Siehe S. 4.)
- BCDMS Collaboration, A.C. Benvenuti et al. (1990), „A Comparison of the Structure Functions F_2 of the Proton and the Neutron from Deep Inelastic Muon Scattering at High Q^2 “, *Phys. Lett. B*, 237, S. 599. (Siehe S. 367.)
- Becchi, C. und G. Morpurgo (1965), „Test of the Nonrelativistic Quark Model for Elementary Particles: Radiative Decays of Vector Mesons.“ *Phys.Rev.B*, 140, S. 687. (Siehe S. 305.)
- Bechtle, Philip u. a. (2016), „Killing the cMSSM softly“, *Eur. Phys. J. C*, 76, 2, S. 96, doi: 10.1140/epjc/s10052-015-3864-0, arXiv: 1508.05951 [hep-ph]. (Siehe S. 638.)
- Behrens, H. und J. Jänecke (1969), „Numerical Tables for β -Decay and Electron Capture“, in *Landolt-Börnstein, New Series, Vol. 4*, hrsg. von H. Schopper, Springer, Heidelberg. (Siehe S. 401.)

- Belle Collaboration, T. Mori et al. (2007), „High statistics study of the $f_0(980)$ resonance in $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ production“, *Phys.Rev.D*, 75, S. 051 101, arXiv: hep-ex/0610038. (Siehe S. 382.)
- Bellm, Johannes u. a. (2016), „Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note“, *Eur. Phys. J. C*, 76, 4, S. 196, doi: 10.1140/epj c/s10052-016-4018-8, arXiv: 1512.01178 [hep-ph]. (Siehe S. 84.)
- Berends, F.A. und A. Böhm (1988), „Lepton Pair Production, Radiative Corrections and Elektroweak Parameters“, in *High Energy Electron-Positron Physics*, hrsg. von P. Söding und A. Ali, World Scientific, River Edge, NJ. (Siehe S. 218.)
- Berendt, G. und E. Weimar (1980), *Mathematik für Physiker*, Physik Verlag, Weinheim. (Siehe S. 102.)
- Berger, Ch. (1987), „Measurement and QCD Analysis of the Photon Structure Function“, *Nucl. Phys. B*, 281, S. 365. (Siehe S. 387.)
- (2015), „Photon Structure Function Revisited“, *Journal of Modern Physics*, 6, S. 1023, arXiv: 1404.3551 [hep-ph]. (Siehe S. 386.)
- Berger, Ch. und W. Wagner (1987), „Photon-Photon Reactions“, *Phys. Rep.*, 146, S. 1. (Siehe S. 386.)
- Berger, Ch. et al. (1970), „Coulomb Scattering of 1 MeV Electrons in Aluminum Foils“, *Z. Physik*, 235, S. 191. (Siehe S. 350.)
- Berman, S.M., J.D. Bjorken und J. Kogut (1971), „Inclusive Processes at High Transverse Momentum“, *Phys.Rev. D*, 4, S. 3388. (Siehe S. 7, 8.)
- Bern, Z. et al. (2001), „QCD and QED corrections to light-by-light scattering“, *JHEP*, 11, S. 031, doi: 10.1088/1126-6708/2001/11/031. (Siehe S. 388.)
- Bethe, H.A. (1932), „Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit“, *Z. Physik*, 76, S. 293. (Siehe S. 228.)
- (1953), „Multiple Scattering“, *Phys. Rev.*, 89, S. 1256. (Siehe S. 232.)
- Bethge, K. (2007), *Kernphysik*, Springer, Berlin. (Siehe S. 90, 130, 149.)
- Biebel, O. (2001), „Experimental Tests of the Strong Interaction and its Energy Dependence in Electron-Positron Annihilation“, *Phys. Rep.*, 340, S. 165. (Siehe S. 343.)
- Bjorken, J. D. (1979), „Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum“, *Phys. Rev.*, 179, S. 1547. (Siehe S. 360.)
- Bjorken, J.D. und S.D. Drell (1990), *Relativistische Quantenmechanik*, Spektrum, Akademischer Verlag, Heidelberg. (Siehe S. 143, 187, 191, 193, 195, 209, 210, 233, 248, 349, 350, 354.)
- Bodek, A. et al. (1973), „Comparison of Deep Inelastic $e-p$ and $e-n$ Cross Sections“, *Phys. Rev. Lett*, 30, S. 1087. (Siehe S. 367.)
- Bodenstedt, E. (1978), *Experimente der Kernphysik und ihre Deutung*, Bibliographisches Institut, Heidelberg. (Siehe S. 150.)
- Bosted, P.E. (1995), „An Empirical Fit to the Nucleon Electromagnetic Formfactors“, *Phys. Rev. C*, SLAC PUB 6651, 51, S. 409. (Siehe S. 352.)
- Brown, C. N. u. a. (1989), „Dimuon Production in 800-GeV Proton Nucleus Collisions“, *Phys. Rev. Lett.*, 63, S. 2637–2640, doi: 10.1103/PhysRevLett.63.2637. (Siehe S. 517.)
- Buckley, Andy u. a. (2011), „General-purpose event generators for LHC physics“, *Phys. Rept.*, 504, S. 145–233, doi: 10.1016/j.physrep.2011.03.005, arXiv: 1101.2599 [hep-ph]. (Siehe S. 525.)
- Buckley, Andy, James Ferrando, Stephen Lloyd, Karl Nordström, Ben Page, Martin Rüfenacht, Marek Schönherr und Graeme Watt (2015), „LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era“, *Eur. Phys. J. C*, 75, S. 132, doi: 10.1140/epj c/s10052-015-3318-8, arXiv: 1412.7420 [hep-ph]. (Siehe S. 512, 518.)
- Budnev, V.M. et al. (1975), „The Two Photon Particle Production Mechanism. Physical Problems. Applications. Equivalent Photon Approximation.“ *Phys.Rep.*, 15, S. 181. (Siehe S. 241, 385.)

- Burgess, Cliff und Guy Moore (2007), *The Standard Model - A Primer*, Cambridge University Press, Cambridge. (Siehe S. 473, 498, 499.)
- Burkhard, H. et al. (1988), „First Evidence for Direct CP Violation.“ *Phys.Lett. B*, 206, S. 169. (Siehe S. 171.)
- Busza, Wit, Krishna Rajagopal und Wilke van der Schee (2018), „Heavy Ion Collisions: The Big Picture, and the Big Questions“, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 68, S. 339–376, doi: 10.1146/annurev-nucl-101917-020852, arXiv: 1802.04801 [hep-ph]. (Siehe S. 527.)
- Buttazzo, Dario, Giuseppe Degrossi, Pier Paolo Giardino, Gian F. Giudice, Filippo Sala, Alberto Salvio und Alessandro Strumia (2013), „Investigating the near-criticality of the Higgs boson“, *JHEP*, 12, S. 089, doi: 10.1007/JHEP12(2013)089, arXiv: 1307.3536 [hep-ph]. (Siehe S. 567.)
- Cacciari, Matteo, Gavin P. Salam und Gregory Soyez (2008), „The anti- k_t jet clustering algorithm“, *JHEP*, 04, S. 063, doi: 10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv: 0802.1189 [hep-ph]. (Siehe S. 540.)
- Carosi, R. et al. (1990), „A Measurement of the Phases of the CP Violating Amplitudes in $K^0 \rightarrow 2\pi$ Decays and Test of CPT Invariance.“ *Phys.Lett. B*, 237, S. 303. (Siehe S. 169.)
- Catani, S., Yuri L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock und B. R. Webber (1991), „New clustering algorithm for multi-jet cross-sections in e^+e^- annihilation“, *Phys. Lett. B*, 269, S. 432–438, doi: 10.1016/0370-2693(91)90196-W. (Siehe S. 540.)
- Catani, S., Yuri L. Dokshitzer, M. H. Seymour und B. R. Webber (1993), „Longitudinally invariant K_t clustering algorithms for hadron hadron collisions“, *Nucl. Phys. B*, 406, S. 187–224, doi: 10.1016/0550-3213(93)90166-M. (Siehe S. 540.)
- CDF Collaboration (2013), „Higgs Boson Studies at the Tevatron“, *Phys. Rev. D*, 88, 5, S. 052014, doi: 10.1103/PhysRevD.88.052014, arXiv: 1303.6346 [hep-ex]. (Siehe S. 559.)
- (2022), „High-precision measurement of the W boson mass with the CDF II detector“, *Science*, 376, 6589, S. 170–176, doi: 10.1126/science.abk1781. (Siehe S. 551, 552.)
- CDF Collaboration, T. Aaltonen (2012), „Precise measurement of the W -boson mass with the CDF II detector“, *Phys.Rev.Lett.*, 108, S. 151803, arXiv: 1203.0275. (Siehe S. 128.)
- Cheng, T.-P. und L.-F. Li (2006), *Gauge theory of elementary particle physics*, Clarendon Press, Oxford. (Siehe S. 295, 361.)
- Choi, S.Y., M.M. Muhlleitner und P.M. Zerwas (2012), „Theoretical Basis of Higgs-Spin Analysis in $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $Z\gamma$ Decays“, *Phys.Lett.B.*, 718, S. 1031, doi: 10.1016/j.physletb.2012.11.050, arXiv: 1209.5268. (Siehe S. 140.)
- Christenson, J.H. et al. (1964), „Evidence for the 2π Decay of the K_2 -Meson.“ *Phys.Rev.Lett*, 13, S. 138. (Siehe S. 167.)
- Chupp, T.E. et al. (2019), „Electric Dipole Moments of Atoms, Molecules, Nuclei and Particles“, *Rev. Mod. Phys.*, 91, 1, S. 015001, doi: 10.1103/RevModPhys.91.015001, arXiv: 1710.02504. (Siehe S. 155.)
- CLEO Collaboration, R.E. Mitchell et al. (2009), „Dalitz Plot Analysis of $D_s \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ “, *Phys.Rev.D*, 79, S. 072008, arXiv: 0903.1301. (Siehe S. 97.)
- Close, F.E. (1979), *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, London. (Siehe S. 287, 288, 316, 323.)
- CMS Collaboration (2010), „Transverse Momentum and Pseudorapidity Distributions of Charged Hadrons in pp Collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV“, *JHEP*, 02, S. 041, doi: 10.1007/JHEP02(2010)041, arXiv: 1002.0621. (Siehe S. 532.)
- (2012a), „Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC“, *Phys. Lett. B*, 716, S. 30–61, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021, arXiv: 1207.7235. (Siehe S. 563.)
- (2012b), „Performance of CMS Muon Reconstruction in pp Collision Events at $\sqrt{s} = 7$ TeV“, *JINST*, 7, P10002, doi: 10.1088/1748-0221/7/10/P10002, arXiv: 1206.4071. (Siehe S. 544.)

- CMS Collaboration (2015), „Measurements of differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton-proton collisions at 8 TeV“, *Eur. Phys. J. C*, 75, 4, S. 147, doi: 10.1140/epjc/s10052-015-3364-2, arXiv: 1412.1115. (Siehe S. 545, 548.)
- (2021a), „Evidence for Higgs boson decay to a pair of muons“, *JHEP*, 01, S. 148, doi: 10.1007/JHEP01(2021)148, arXiv: 2009.04363. (Siehe S. 564, 565.)
 - (2021b), „Measurements of production cross sections of the Higgs boson in the four-lepton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV“, *Eur. Phys. J. C*, 81, 6, S. 488, doi: 10.1140/epjc/s10052-021-09200-x, arXiv: 2103.04956. (Siehe S. 562.)
 - (2022), *HLT Dimuon Invariant Mass Distributions*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/HLTDiMuon2017and2018> (besucht am 01.05.2022). (Siehe S. 544.)
- CMS TOTEM Collaboration, S. Chatrchyan et al. (2014), „Measurement of pseudorapidity distributions of charged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV by the CMS and TOTEM experiments“, *Eur. Phys. J. C*, 74, S. 2053, doi: 10.1140/epjc/s10052-014-3053-6, arXiv: 1405.0722. (Siehe S. 535.)
- Combley, F. und F.J.M. Farley (1981), „The CERN Muon $g - 2$ Experiment“, *Physics Reports*, 68, S. 93. (Siehe S. 395.)
- Combridge, B.L., J. Kripfganz und J. Ranft (1977), „Hadron Production at large transverse momentum and QCD“, *Phys. Lett. B*, 70, S. 234. (Siehe S. 279.)
- Commins, E.D. und P.H. Bucksbaum (1983), *Weak Interaction of Leptons and Quarks*, Cambridge University Press, Cambridge. (Siehe S. 166, 171, 186, 313, 329, 404, 445.)
- COMPETE Collaboration, J.R. Cudell et al. (2002), „Benchmarks for the Forward Observables at RHIC, the Tevatron-run II and the LHC“, *Phys. Rev. Lett.*, 89, S. 201801, doi: 10.1103/PhysRevLett.89.201801. (Siehe S. 531.)
- Costa, G. und G. Fogli (2012), *Symmetries and Group Theory in Particle Physics*, Springer, Lecture Notes in Physics 823, Heidelberg. (Siehe S. 120, 254.)
- Courant, E und H. Snyder (1958), „The Theory of Alternating Gradient Synchrotrons“, *Ann. Phys.*, 3, S. 1, doi: [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(58\)90012-5](https://doi.org/10.1016/0003-4916(58)90012-5). (Siehe S. 62.)
- Criegee, L. und G. Knies (1982), „ e^+e^- Physics with the PLUTO detector“, *Physics Reports*, 83, S. 151, doi: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(82\)90012-6](https://doi.org/10.1016/0370-1573(82)90012-6). (Siehe S. 319.)
- Danby, G. et al. (1962), „Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos.“ *Phys. Rev. Lett.*, 9, S. 36, doi: 10.1103/PhysRevLett.9.36. (Siehe S. 24.)
- Dawson, Sally, E. Eichten und C. Quigg (1985), „Search for Supersymmetric Particles in Hadron - Hadron Collisions“, *Phys. Rev. D*, 31, S. 1581, doi: 10.1103/PhysRevD.31.1581. (Siehe S. 637, 638.)
- De Rujula, A. et al. (1978), „QCD Predictions for Hadronic Final States in e^+e^- -Annihilation.“ *Nucl. Phys. B*, 138, S. 387, doi: 10.1016/0550-3213(78)90388-7. (Siehe S. 342, 376.)
- de Shalit, A. und I. Talmi (1963), *Nuclear Shell Theory*, Academic Press, New York, London. (Siehe S. 325.)
- Dedes, Athanasios, Herbert K. Dreiner und Ulrich Nierste (2001), „Correlation of $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $(g-2) (\mu)$ in minimal supergravity“, *Phys. Rev. Lett.*, 87, S. 251804, doi: 10.1103/PhysRevLett.87.251804, arXiv: hep-ph/0108037. (Siehe S. 641.)
- Degrassi, Giuseppe, Stefano Di Vita, Joan Elias-Miro, Jose R. Espinosa, Gian F. Giudice, Gino Isidori und Alessandro Strumia (2012), „Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO“, *JHEP*, 08, S. 098, doi: 10.1007/JHEP08(2012)098, arXiv: 1205.6497. (Siehe S. 566.)
- Di Lella, Luigi und Carlo Rubbia (2015), „The Discovery of the W and Z Particles“, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 23, S. 137–163, doi: 10.1142/9789814644150_0006. (Siehe S. 512.)
- Dirac, P.A.M. (1981), *The Principles of Quantum Mechanics*, Oxford University Press, Oxford. (Siehe S. 99.)
- Djouadi, A., M. Spira und P.M. Zerwas (1991), „Production of Higgs bosons in proton colliders. QCD corrections“, *Physics Letters B*, 264, 3, S. 440–446, doi: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(91\)90375-Z](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)90375-Z). (Siehe S. 503.)

- Dokshitzer, Yuri L., G. D. Leder, S. Moretti und B. R. Webber (1997), „Better jet clustering algorithms“, *JHEP*, 08, S. 001, doi: 10.1088/1126-6708/1997/08/001, arXiv: hep-ph/9707323. (Siehe S. 540.)
- Donnachie, A. und P.V. Landshoff (1992), „Total Cross Sections“, *Phys.Lett.B.*, 296, S. 227. (Siehe S. 528, 529.)
- Donnachie, A. et al. (2002), *Pomeron Physics and QCD*, Cambridge University Press, Cambridge. (Siehe S. 529.)
- Donoghue, J.F. und D. Wyler (1978), „Adler-Weisberger relation and the quark model“, *Phys.Rev.D*, 17, S. 280. (Siehe S. 403.)
- DONUT Collaboration, K. Kodama et al. (2001), „Observation of τ Neutrino Interactions.“ *Phys.Lett.B*, 504, S. 218, doi: 10.1016/S0370-2693(01)00307-0, arXiv: hep-ex/0012035. (Siehe S. 26.)
- Drell, Sidney D. und Tung-Mow Yan (1970), „Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies“, *Phys. Rev. Lett.*, 25 (5 Aug. 1970), S. 316–320, doi: 10.1103/PhysRevLett.25.316, Erratum: *Phys. Rev. Lett.*, 25 (13 Sep. 1970), S. 902–902, doi: 10.1103/PhysRevLett.25.902.2. (Siehe S. 517.)
- Duhr, Claude und Bernhard Mistlberger (2022), „Lepton-pair production at hadron colliders at N^3 LO in QCD“, *JHEP*, 03, S. 116, doi: 10.1007/JHEP03(2022)116, arXiv: 2111.10379. (Siehe S. 547.)
- Eichten, E. et al. (1980), „Charmonium, Comparison with Experiment.“ *Phys.Rev.D*, 21, S. 203. (Siehe S. 325, 326.)
- (1984), „Supercollider Physics“, *Rev. Mod. Phys.*, 56, S. 579. (Siehe S. 368.)
- Ellis, J., M.K. Gaillard und G. Ross (1977), „Search for Gluons in e^+e^- -Annihilation.“ *Nucl. Phys. B*, 111, S. 253. (Siehe S. 337, 339.)
- Ellis, R.K., W.J. Stirling und B.R. Webber (2010), *QCD and Collider Physics*. Cambridge University Press, Cambridge. (Siehe S. 343, 376.)
- Ellis, Stephen D. und Davison E. Soper (1993), „Successive combination jet algorithm for hadron collisions“, *Phys. Rev. D*, 48, S. 3160–3166, doi: 10.1103/PhysRevD.48.3160, arXiv: hep-ph/9305266. (Siehe S. 540.)
- Englert, F. und R. Brout (1964), „Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons“, *Phys. Rev. Lett.*, 13, hrsg. von J.C. Taylor, S. 321–323, doi: 10.1103/PhysRevLett.13.321. (Siehe S. 479.)
- Erler, Jens und Matthias Schott (2019), „Electroweak Precision Tests of the Standard Model after the Discovery of the Higgs Boson“, *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 106 (13. Feb. 2019), S. 68–119, doi: 10.1016/j.ppnp.2019.02.007, arXiv: 1902.05142 [hep-ph]. (Siehe S. 551.)
- Erwin, A.R., R. March, M.D. Walker und E. West (1961), „Evidence for a $\pi\pi$ Resonance in the $I = 1, J = 1$ State“, *Phys.Rev.Lett.*, 6, S. 628. (Siehe S. 137.)
- Esposito, A., A. Pilloni und A.D. Polosa (2017), „Multiquark Resonances“, *Phys.Rept.*, 668, S. 1, doi: 10.1016/j.physrep.2016.11.002, arXiv: 1611.07920. (Siehe S. 332.)
- Esteban, Ivan, M. C. Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, Thomas Schwetz und Albert Zhou (2020), „The fate of hints: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations“, *JHEP*, 09, S. 178, doi: 10.1007/JHEP09(2020)178, arXiv: 2007.14792. (Siehe S. 599.)
- Euklid (1990), *Die Elemente*, Harri Deutsch, Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Frankfurt. (Siehe S. 2.)
- Euler, H. und B. Kockel (1935), „Über die Streuung von Licht an Licht nach der Diracschen Theorie“, *Die Naturwissenschaften*, 23, S. 246. (Siehe S. 387.)
- Feynman, R. (1962), *Quantum Electrodynamics*, W.A. Benjamin, New York. (Siehe S. 208.)
- (1963), *The Feynman Lectures on Physics*, Addison Wesley, Reading, MA. (Siehe S. 2.)
- (1972), *Photon–Hadron-Interactions*, W.A. Benjamin, Reading, MA. (Siehe S. 534.)
- Field, R.D. und R.P. Feynman (1978), „A Parameterization of the Properties of Quark Jets.“ *Nucl. Phys. B*, 136, S. 1. (Siehe S. 345.)
- Franzini, P. und J. Lee-Franzini (1981), „Upsilon Physics at CESR“, *Physics Reports*, 81, S. 239. (Siehe S. 322.)
- Friedman, J.I. und H.W. Kendall (1972), „Deep Inelastic Electron Scattering“, *Annu. Rev. Nucl. Sci.*, 22, S. 203, doi: 10.1146/annurev.ns.22.120172.001223. (Siehe S. 361.)

- Fukuda, Y. u. a. (1998), „Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos“, *Phys. Rev. Lett.*, 81, S. 1562–1567, doi: 10.1103/PhysRevLett.81.1562, arXiv: hep-ex/9807003. (Siehe S. 593.)
- Gaillard, M.K. und B.W. Lee (1974), „Rare Decay Modes of K-Mesons in Gauge Theories“, *Phys.Rev. D*, 10, S. 897. (Siehe S. 424.)
- Gasiorowicz, S. (1975), *Elementarteilchenphysik*, Bibliographisches Institut, Mannheim. (Siehe S. 120, 187, 234, 254, 313, 407.)
- Gasser, J. und H. Leutwyler (1982), „Quark Masses“, *Phys.Rep.*, 87, S. 77. (Siehe S. 288.)
- Gastmans, R. und Tai Tsan Wu (1990), *The Ubiquitous Photon*, Oxford University Press, Oxford. (Siehe S. 278.)
- Georgi, H. (1982), *Lie Algebras in Particle Physics*, Addison-Wesley, Redwood City, CA. (Siehe S. 254, 256.)
- (2009), *Weak Interactions and Modern Particle Theory*, Addison-Wesley, Redwood City, CA. (Siehe S. 293.)
- Georgi, H. und S. L. Glashow (1974), „Unity of All Elementary Particle Forces“, *Phys. Rev. Lett.*, 32, S. 438–441, doi: 10.1103/PhysRevLett.32.438. (Siehe S. 622.)
- Gjesdahl, S. et al. (1974), „A measurement of the $K_L - K_S$ mass difference from the charge asymmetry in semileptonic kaon decays.“ *Phys.Lett.B*, 52, S. 113. (Siehe S. 173.)
- Glashow, S.L., J. Illiopoulos und L. Maiani (1970), „Weak Interactions with Lepton Hadron Symmetry“, *Phys.Rev. D*, 2, S. 1285, doi: 10.1103/PhysRevD.2.1285. (Siehe S. 440.)
- Gleisberg, T., Stefan. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, F. Siegert und J. Winter (2009), „Event generation with SHERPA 1.1“, *JHEP*, 02, S. 007, doi: 10.1088/1126-6708/2009/02/007, arXiv: 0811.4622 [hep-ph]. (Siehe S. 84, 525.)
- Glückstern, R.L. (1963), „Uncertainties in Track Momentum and Direction due to Multiple Scattering and Measurement Errors.“ *Nucl. Instrum. Methods*, 24, S. 381. (Siehe S. 69.)
- Goldberger, M.L. und K.M. Watson (1964), *Collision Theory*, John Wiley, New York, London, Sidney. (Siehe S. 101, 527, 582.)
- Greiner, W. und B. Müller (2014), *Quantenmechanik, Symmetrien*, Harri Deutsch, Frankfurt. (Siehe S. 98, 108.)
- Greiner, W., S. Schramm und E. Stein (2010), *Quantum Chromodynamics*, Springer, Berlin. (Siehe S. 267.)
- Grodzins, L., M. Goldhaber und A.W. Sunyar (1958), „Helicity of Neutrinos“, *Phys.Rev.*, 109, S. 1015. (Siehe S. 150.)
- Grozin, A.G. (2004), *Heavy Quark Effective Theory*, Springer Tracts in modern Physics, Springer, Berlin, Bd. 201. (Siehe S. 410.)
- Gunion, J.F., H.E. Haber und S. Dawson (1990), *The Higgs Hunters Guide*, Addison-Wesley, Redwood City, CA. (Siehe S. 462, 503, 505, 633, 637.)
- Guo, Fen-Kun, C. Hanhart, U.G. Meißner und andere (2018), „Hadronic Molecules“, *Rev.Mod.Phys.*, 3, S. 034022, arXiv: 1705.00141. (Siehe S. 332.)
- H1 Collaboration, V. Andreev et al. (2020), „Measurement of Exclusive $\pi + \pi^-$ and ρ^0 Meson Photoproduction at HERA“, *Eur. Phys. J. C*, 80, S. 1189, arXiv: 2005.14471. (Siehe S. 365.)
- Haber, Howard E. und Gordon L. Kane (1985), „The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model“, *Phys. Rept.*, 117, S. 75–263, doi: 10.1016/0370-1573(85)90051-1. (Siehe S. 620.)
- Hambye, Thomas und Kurt Riesselmann (1997a), „Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited“, *Phys. Rev. D*, 55, S. 7255–7262, doi: 10.1103/PhysRevD.55.7255, arXiv: hep-ph/9610272. (Siehe S. 506.)
- (1997b), „SM Higgs mass bounds from theory“, in *Joint ECFA / DESY Study: Physics and Detectors for a Linear Collider*, arXiv: hep-ph/9708416. (Siehe S. 506.)
- Hand, L.N. (1963), „Experimental Investigation of Pion Electroproduction“, *Phys. Rev.*, 129, S. 1834. (Siehe S. 364.)
- Hanson, G. et al. (1975), „Evidence for Jet Structure in Hadron Productionn by e^+e^- Annihilation“, *Phys. Rev. Lett.*, 35, S. 1609. (Siehe S. 341, 342.)

- Hasert, F.J. et al. (1973), „Search for Elastic Muon-Neutrino Electron Scattering“, *Phys. Lett. B*, 46, S. 121, doi: 10.1016/0370-2693(73)90494-2. (Siehe S. 434.)
- Heisenberg, W. (1943), „Die „beobachtbaren Größen“ in der Theorie der Elementarteilchen“, *Z. Phys.*, 120, S. 513. (Siehe S. 99.)
- (1969), *Der Teil und das Ganze, Gespräche im Umkreis der Atomphysik*, Piper, München. (Siehe S. 387.)
 - (1976), „Was ist ein Elementarteilchen?“, *Die Naturwissenschaften*, 63, S. 1. (Siehe S. 44.)
- HERA Collaborations, H. Abramowicz et al. (2016), „Combination of Measurements of Inclusive Deep Inelastic $e^\pm p$ Scattering Cross Sections and QCD Analysis of HERA Data“, *Eur. Phys. J. C*, 76, S. 1, arXiv: 1506.06042. (Siehe S. 375, 457.)
- HFLAV Collaboration, Y.S. Amhis et al. (2021), „Averages of b-hadron, c-hadron, and τ -lepton properties as of 2018“, *Eur. Phys. J. C*, 81, 3, S. 226, doi: 10.1140/epjc/s10052-020-8156-7, arXiv: 1909.12524. (Siehe S. 426, 432.)
- Higgs, Peter W. (1964), „Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons“, *Phys. Rev. Lett.*, 13, hrsg. von J.C. Taylor, S. 508–509, doi: 10.1103/PhysRevLett.13.508. (Siehe S. 479.)
- Hinterberger, F. (2008), *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*, Springer, Heidelberg. (Siehe S. 63.)
- Hofstadter, R. (1956), „Electron Scattering and Nuclear Structure“, *Rev. Mod. Phys.*, 28, S. 214. (Siehe S. 354.)
- Honscheid, K., T.E. Browder und D. Pedrini (1996), „Nonleptonic Decays and Lifetimes of Charm and Beauty Particles“, *Ann. Rev. Mod. Nucl. Part. Sci.*, 46, S. 395. (Siehe S. 410.)
- Huang, K. (1992), *Quarks, Leptons and Gauge Fields*, World Scientific, Singapore. (Siehe S. 313.)
- ILC Collaboration (2019), „The International Linear Collider: A Global Project“, arXiv: 1903.01629. (Siehe S. 56, 236.)
- Inami, T. und C.S. Lim (1981), „Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes $K_L \rightarrow \mu\bar{\mu}$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu\bar{\nu}$ and $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ “, *Progr. Theor. Phys.*, 65, S. 297. (Siehe S. 423, 640.)
- Isgur, N. und C.H. Llewellyn Smith (1989), „The Application of Perturbative QCD to Exclusive Processes“, *Nucl. Phys. B*, 317, S. 526. (Siehe S. 353.)
- Itow, Y. u. a. (2001), „The JHF-Kamioka neutrino project“, in *3rd Workshop on Neutrino Oscillations and Their Origin (NOON 2001)*, S. 239–248, arXiv: hep-ex/0106019. (Siehe S. 627.)
- Jackson, J.D. (1998), *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York. (Siehe S. 8, 20, 56, 101, 138, 193, 208, 230, 240, 582.)
- Jacob, M. und G.C. Wick (1959), „On the General Theory of Collisions for Particles with Spin.“ *Ann. Phys.*, 7, S. 404. (Siehe S. 110, 122, 143, 153, 197.)
- JADE Collaboration (1983), „Measurement of the processes $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ and $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ at PETRA.“ *Z.Phys. C*, 19, S. 197. (Siehe S. 237.)
- (1985), „New Results on $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ from the JADE Detector at PETRA“, *Z.Phys. C*, 26, S. 507. (Siehe S. 219.)
 - (1986), „Experimental Studies on Multijet Production in e^+e^- -Annihilation at PETRA Energies.“ *Z. Phys. C*, 33, S. 23. (Siehe S. 344.)
- Jauch, J.M. und F. Rohrlich (1976), *The Theory of Electrons and Photons*, Springer, New York, Berlin, Heidelberg. (Siehe S. 239, 312.)
- Joglekar, S.D. (1973), „S-Matrix Derivation of the Weinberg Model“, *Ann. Phys.*, 83, S. 427. (Siehe S. 461.)
- Kaether, F., W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko und T. Kirsten (2010), „Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments“, *Phys. Lett. B*, 685, S. 47–54, doi: 10.1016/j.physletb.2010.01.030, arXiv: 1001.2731. (Siehe S. 594.)
- Kane, Gordon u. a. (1994), „Study of constrained minimal supersymmetry“, *Phys. Rev. D*, 49, S. 6173–6210, doi: 10.1103/PhysRevD.49.6173, arXiv: hep-ph/9312272. (Siehe S. 635.)

- KATRIN Collaboration, M. Aker et al. (2019), „An improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN“, *Phys.Rev.Lett.*, 123, S. 221802, arXiv: 1909.06048. (Siehe S. 21, 22.)
- Kessler, P. (1960), „Sur une méthode simplifiée de calcul pour les processus relativistes en électrodynamique quantique.“ *Nuovo Cimento*, 17, S. 809. (Siehe S. 241.)
- Kim, C.W. und A. Pevsner (1993), *Neutrinos in Physics and Astrophysics*, Harwood Academic Publishers, Chur. (Siehe S. 582.)
- Kleinknecht, K. (2003), *Uncovering CP Violation*, Springer Tracts in Modern Physics, Springer, Heidelberg, Bd. 193. (Siehe S. 174, 186, 426.)
- (2005), *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart. (Siehe S. 69.)
- Kleinknecht, K. und U. Uwer (2020), *Symmetry Violations and Quark Flavour Physics*, hrsg. von Herwig Schopper, Particle Physics Reference Library, Springer, Heidelberg, Bd. 1. (Siehe S. 426.)
- Kobayasi, M und T Maskawa (1973), „CP-violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction“, *Prog. Theor. Phys.*, 49, S. 652. (Siehe S. 418.)
- Kolanoski, K. und N. Wermes (2016), *Teilchendetektoren, Grundlagen und Anwendungen*, Springer, Heidelberg. (Siehe S. 69, 71.)
- Kolb, E.W. und M.S. Turner (1994), *The Early Universe*, Addison Wesley, Reading, Massachusetts. (Siehe S. 4, 174.)
- Laermann, E. (1992), „Interquark Forces“, in *QCD, 20 Years Later*, hrsg. von Kastrup. H.A. und P.M. Zerwas, World Scientific, Singapore. (Siehe S. 267.)
- Landau, L. und V.B. Beresteckij (1980), *Relativistische Quantentheorie*, Akademie Verlag, Berlin. (Siehe S. 226.)
- Landau, L. D. (1948), „On the angular momentum of a system of two photons“, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 60, 2, S. 207–209, doi: 10.1016/B978-0-08-010586-4.50070-5. (Siehe S. 565.)
- Le Yaouanc, A. et al. (1974), „Prediction of the $SU(3) \otimes SU(3)$ configuration mixing as a relativistic effect in the naive quark model“, *Phys. Rev. D*, 9, S. 2636. (Siehe S. 403.)
- Lee, B.W., C. Quigg und H.B. Thacker (1977), „Weak interactions at very high energies: The role of the Higgs-Boson mass“, *Phys.Rev.D*, 16, S. 1519. (Siehe S. 462.)
- Lee, T.D. und C.N. Yang (1956), „Question of Parity Conservation in Weak Interactions.“ *Phys.Rev.*, 104, S. 254. (Siehe S. 148.)
- LEP Collaborations (2013), „Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP“, *Phys. Rept.*, 532, S. 119–244, doi: 10.1016/j.physrep.2013.07.004, arXiv: 1302.3415. (Siehe S. 460, 558.)
- Lepage, G.P. und S.J. Brodsky (1980), „Exclusive processes in perturbative quantum chromodynamics“, *Phys.Rev.D*, 22, S. 2157. (Siehe S. 352.)
- LHC Higgs Cross Section Working Group (2011), „Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables“, *CERN-2011-002*, doi: 10.5170/CERN-2011-002, arXiv: 1101.0593. (Siehe S. 523.)
- LHC-HWG (2022), *LHC Higgs Working Group*, 18. Feb. 2022, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHWG>. (Siehe S. 504.)
- LHCb Collaboration (2013), „Precision measurement of the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillation frequency with the decay $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ “, *New J. Phys.*, 15, S. 053021, arXiv: 1304.4741 [hep-ph]. (Siehe S. 421.)
- (2015), „Observation of $J/\psi p$ Resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ decays“, *Phys.Rev.Lett*, 115, S. 072001, arXiv: 1507.03414v2. (Siehe S. 331.)
- (2022), „Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay properties and search for the $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ decays“, *Phys. Rev. D*, 105, 1, S. 012010, doi: 10.1103/PhysRevD.105.012010, arXiv: 2108.09283. (Siehe S. 641.)
- Low, F. (1960), „Proposal for Measuring the π^0 Lifetime by π^0 Production in Electron–Electron or Electron–Positron Collisions“, *Phys.Rev.*, 120, S. 582. (Siehe S. 380.)

- Lyons, L. (1985), „Quark Search Experiments at Accelerators and in Cosmic Rays.“ *Phys.Rep.*, 129, S. 225. (Siehe S. 262.)
- Maggiore, M. (2005), *A Modern Introduction to Quantum Field Theory*, Oxford University Press, Oxford. (Siehe S. 463.)
- Marinelli, M. und G. Morpurgo (1982), „Searches of Fractionally Charged Particles with the Magnetic Levitation Technique.“ *Phys.Rep.*, 85, S. 161. (Siehe S. 262.)
- Martin, A. (1963), „Unitarity and High-Energy Behavior of Scattering Amplitudes“, *Phys.Rev.*, 129, S. 1432. (Siehe S. 531.)
- Martin, Stephen P. (1998), „A Supersymmetry primer“, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, 18, hrsg. von Gordon L. Kane, S. 1–98, doi: 10.1142/9789812839657_0001, arXiv: hep-ph/9709356. (Siehe S. 620, 632, 633.)
- Mayer-Kuckuk (2002), *Kernphysik*, Teubner, Stuttgart. (Siehe S. 149.)
- Messiah, A. (1990), *Quantenmechanik*, de Gruyter, Berlin. (Siehe S. 34, 98, 108, 110, 111, 152.)
- Mikheyev, S.P. und A.Yu. Smirnov (1989), „Resonant neutrino oscillations in matter“, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 23, S. 41–136, doi: [https://doi.org/10.1016/0146-6410\(89\)90008-2](https://doi.org/10.1016/0146-6410(89)90008-2). (Siehe S. 587.)
- Milburn, R. (1963), „Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field“, *Phys.Rev.Lett.*, 10, S. 75. (Siehe S. 236.)
- Mohapatra, R.N. (1992), *Unification and Supersymmetry*, „Springer, Berlin, Heidelberg“. (Siehe S. 626.)
- Moortgaat-Pick, G. et al. (2008), „Polarized Electrons and Positrons at the Linear Collider“, *Physics Reports*, 460, S. 131, doi: 10.1016/j.physrep.2007.12.003, arXiv: hep-ph/0507011. (Siehe S. 236.)
- Mott,N.F. und H.S.W. Massey (1965), *The Theory of Atomic Collisions*, Clarendon Press, Oxford. (Siehe S. 349.)
- Movilla Fernández, P.A et al. (2001), „Test of power corrections for event shape variables in e^+e^- annihilation“, *Eur. Phys. J. C*, 22, S. 1. (Siehe S. 343.)
- Nambu, Y. und G. Jona-Lasino (1961), „Dynamical Model of Elementary Particles Based on Analogy with Superconductivity.“ *Phys.Rev.*, 122, S. 345. (Siehe S. 293.)
- Nelson, W.R. et al. (1985), „The EGS4 Code System“, *Slac-Pub, Stanford, USA*, 265. (Siehe S. 75.)
- Neuffer, D. und V. Shiltsev (2018), „On the feasibility of a pulsed 14 TeV c.m.e. muon collider in the LHC tunnel.“ *JINST*, 13, T10003, doi: 10.1088/1748-0221/13/10/T10003. (Siehe S. 56.)
- Nierste, U. (2009), „Three Lectures on Meson Mixing and CKM phenomenology“, arXiv: 0904.1869. (Siehe S. 425.)
- Nikolic, M. (1968), *Kinematics and Multiparticle Systems*, Gordon und Breach, New York. (Siehe S. 148.)
- Nir, Y. (1992), *CP Violation*, Twentieth Annual Summer Institute on Particle Physics, SLAC PUB 5874, <https://inspirehep.net/literature/339014>. (Siehe S. 171, 426.)
- (2001), „CP violation: A New era“, in *55th Scottish Universities Summer School in Physics: Heavy Flavor Physics (SUSSP 2001)*, S. 147–200, arXiv: hep-ph/0109090. (Siehe S. 429.)
- Nisius, Richard (2000), „The Photon structure from deep inelastic electron photon scattering“, *Phys. Rept.*, 332, S. 165–317, doi: 10.1016/S0370-1573(99)00115-5, arXiv: hep-ex/9912049. (Siehe S. 386.)
- Occhialini, G.P.S. und C.F. Powell (1947), „Nuclear Disintegration Produced by Slow Charged Particles of Small Mass.“ *Nature*, 159, S. 186. (Siehe S. 11.)
- Pais, A. (1986), *Inward Bound*, Clarendon Press, Oxford. (Siehe S. 2.)
- Particle Data Group, P.A. Zyla et al. (2020), „The Review of Particle Physics (2020)“, *Prog. Theor. Phys.*, 2020, S. 083C01, doi: 10.1093/ptep/ptaa104. (Siehe S. 4, 17, 26, 33, 169, 245, 246, 269, 281, 294, 314, 323, 331, 345, 354, 378, 396, 402, 405, 410, 415, 421, 432, 450, 452, 534, 551, 553, 555, 557, 561, 564, 568, 573, 578, 596, 615, 648.)
- Particle Data Group, R.L. Workman et al. (2022), „Review of Particle Physics (2022)“, *Prog.Theor.Phys.*, 2022, 8, S. 083C01, doi: 10.1093/ptep/ptac097. (Siehe S. 608, 634, 639, 641.)

- Pauli, W. und F. Villars (1949), „On the Invariant Regularization in Relativistic Quantum Theory.“ *Rev.Mod.Phys.*, 21, S. 434. (Siehe S. 208.)
- Perl, M.L. et al. (1975), „Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- -Annihilation.“ *Phys. Rev. Lett.*, 35, S. 1489. (Siehe S. 336.)
- Peskin, M.E. und D.V. Schroeder (2019), *An Introduction to Quantum Field Theory*, CRC Press, Boca Raton. (Siehe S. 187, 200, 212, 294, 295, 361, 463.)
- Plehn, Tilman (2012), „Lectures on LHC Physics“, *Lect. Notes Phys.*, 844, S. 1–193, doi: 10.1007/978-3-642-24040-9, arXiv: 0910.4182. (Siehe S. 525.)
- Pohl, P. et al. (2013), „Myonic hydrogen and the proton radius puzzle“, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 63, S. 175, arXiv: 1301.0905. (Siehe S. 354.)
- Quarkonium Working Group Brambilla, N. et al. (2005), „Heavy Quarkonium Physics“, CERN Yellow Report, CERN-2005-005, arXiv: hep-ph/0412158. (Siehe S. 323.)
- Quigg, Chris (2011), „LHC Physics Potential vs. Energy: Considerations for the 2011 Run“ (Feb. 2011), arXiv: 1101.3201 [hep-ph]. (Siehe S. 520.)
- (2013), *Gauge Theory of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*, Princeton University Press, Princeton. NJ. (Siehe S. 182, 267, 294, 373, 393, 463, 558.)
- Ramsey, N.F. (1990), „Electric Dipole Moment of the Neutron.“ *Ann. Rev. of Nucl. and Part. Science*, 40, S. 1, doi: 10.1146/annurev.ns.40.120190.000245. (Siehe S. 155.)
- Reines, F. und C.L. Cowan (1959), „Measurement of the Free Antineutrino Absorption Cross Section by Protons.“ *Phys.Rev.*, 113, S. 273. (Siehe S. 22.)
- Richter, Burton (2001), „Fortyfive years of e^+e^- Annihilation Physics“, in 12th SLAC Summer institute on particle physics, SLAC PUB 3659, SLAC. (Siehe S. 341.)
- Riezler, W. (1959), *Einführung in die Kernphysik*, Oldenbourg, München. (Siehe S. 11.)
- Rizzo, Thomas G. (2004), „Pedagogical introduction to extra dimensions“, *eConf*, C040802, hrsg. von Joanne Hewett, John Jaros, Tsuneyoshi Kamae und Charles Prescott, S. L013, arXiv: hep-ph/0409309. (Siehe S. 621.)
- Rochester, G.D. und C.C. Butler (1947), „Evidence for the Existence of a New Unstable Elementary Particle.“ *Nature*, 160, S. 855. (Siehe S. 31.)
- Rossi, B. (1965), *High Energy Particles*, Prentice Hall, Engelwood Cliffs, New Jersey. (Siehe S. 75, 245.)
- Sakurai, J.J (1969), *Currents and Mesons*, The University of Chicago Press, Chicago, London. (Siehe S. 311.)
- Schneider, P. (2006), *Einführung in die extragalaktische Astronomie und Kosmologie*, Springer, Heidelberg. (Siehe S. 4.)
- Schwartz, M.D. (2014), *Quantum Field Theory and the Standard Model*, Cambridge University Press, Cambridge. (Siehe S. 152, 187, 208, 278, 280, 313, 418.)
- Schwinn, C. (2015), *Modern Methods of Quantum Chromodynamics*, <http://www.tep.physik.uni-freiburg.de/lectures/archive/QCD-WS-14/qcd> (besucht am 01.02.2023). (Siehe S. 278.)
- Sjostrand, Torbjorn (1982), „The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation“, *Comput. Phys. Commun.*, 27, S. 243, doi: 10.1016/0010-4655(82)90175-8. (Siehe S. 345.)
- Sjöstrand, Torbjörn u. a. (2015), „An introduction to PYTHIA 8.2“, *Comput. Phys. Commun.*, 191, S. 159–177, doi: 10.1016/j.cpc.2015.01.024, arXiv: 1410.3012 [hep-ph]. (Siehe S. 84.)
- Smith, P.F. (1989), „Searches for fractional electric charge in terrestrial materials“, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 39, S. 73, doi: 10.1146/annurev.ns.39.120189.000445. (Siehe S. 262.)
- Spiesberger, H. et al. (1992), „Radiative corrections at HERA“, in *Proceedings of the workshop Physics at HERA*, hrsg. von W. Buchmüller und G. Ingelman, CERN-TH-6447-92. (Siehe S. 455.)
- Steinberger, J. (1949), „On the Use of Subtraction Fields and the Lifetimes of Some Types of Meson Decay“, *Phys.Rev.*, 76, S. 1180. (Siehe S. 313.)

- Steinberger, J., W.K.H. Panofsky und J.S. Steller (1950), „Evidence for the Production of Neutral Mesons by Photons.“ *Phys.Rev.*, 78, S. 802. (Siehe S. 29.)
- Stirling, W. J. (2021), *Parton Luminosity and Cross Section Plots*, private communications, <http://www.hep.ph.ic.ac.uk/~wstirling/plots/plots.html> (besucht am 30.09.2021). (Siehe S. 510, 515, 546–548.)
- Super-Kamiokande Collaboration (2020), „Search for proton decay via $p \rightarrow e^+ \pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$ with an enlarged fiducial volume in Super-Kamiokande I-IV“, *Phys. Rev. D*, 102, 11, S. 112011, doi: 10.1103/PhysRevD.102.112011, arXiv: 2010.16098. (Siehe S. 626.)
- The Pierre Auger Collaboration (2012), „Measurement of the proton-air cross-section at $\sqrt{s} = 57$ TeV with the Pierre Auger Observatory“, *Phys.Rev.Lett.*, 109, S. 06002, doi: 10.1103/PhysRevLett.109.062002, arXiv: 1208.1520. (Siehe S. 530.)
- TOTEM Collaboration (2019), „First measurement of elastic, inelastic and total cross-section at $\sqrt{s} = 13$ TeV by TOTEM and overview of cross-section data at LHC energies“, *Eur. Phys. J. C*, 79, 2, S. 103, doi: 10.1140/epjc/s10052-019-6567-0, arXiv: 1712.06153. (Siehe S. 516, 530.)
- Tsai, Y.S. (1974), „Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons“, *Rev.Mod.Phys.*, 46, S. 815. (Siehe S. 245.)
- Van der Waerden, B.L. (1974), *Group Theory and Quantum Mechanics*, Springer, Berlin. (Siehe S. 111.)
- Van Royen, H.R. und V.F. Weisskopf (1967), „Hadron Decay Processes and the Quark Model“, *Nuovo Cimento*, A50, S. 617. (Siehe S. 310.)
- Von Weizsäcker, C.F. (1934), „Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen.“ *Z.Phys.*, 88, S. 612. (Siehe S. 239.)
- Walsh, T.F. und P. Zerwas (1973), „Two Photon Processes in the Parton Model“, *Phys.Lett.B*, 44, S. 195. (Siehe S. 385.)
- Weinberg, Steven (1967), „A Model of Leptons“, *Phys. Rev. Lett.*, 19, S. 1264–1266, doi: 10.1103/PhysRevLett.19.1264. (Siehe S. 490.)
- (1993), *Der Traum von der Einheit des Universums*, Piper, München. (Siehe S. 1.)
 - (2000), *The Quantum Theory of Fields Vol. III - Supersymmetry*, „Cambridge University Press“. (Siehe S. 630.)
 - (2005), *The Quantum Theory of Fields, Vol. 1*, Cambridge University Press, Cambridge. (Siehe S. 233, 405.)
 - (2015), *Quantum Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge. (Siehe S. 89, 108, 111.)
- Wijk, B.H. und G. Wolf (1979), *Electron Positron Interactions*, Springer Tracts in Modern Physics, Springer, Heidelberg, Bd. 86. (Siehe S. 357.)
- Wilk, G. und W. Włodarczyk (2009), „Power laws in elementary and heavy-ion collisions“, *Eur.Phys.J.*, A40, S. 299, arXiv: 0810.2939. (Siehe S. 533.)
- Wille, K. (1996), *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner, Stuttgart. (Siehe S. 53, 56, 63, 65.)
- Witten, E. (1977), „Anomalous Cross Section for Photon-Photon Scattering in Gauge Theories“, *Nucl.Phys. B*, 120, S. 189. (Siehe S. 386.)
- Wobisch, M. und T. Wengler (1998), „Hadronization corrections to jet cross-sections in deep inelastic scattering“, in *Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting)*, S. 270–279, arXiv: hep-ph/9907280. (Siehe S. 540.)
- Wolfenstein, L. (1964), „Violation of CP Invariance and the Possibility of Very Weak Interactions.“ *Phys.Rev.Lett.*, 13, S. 562. (Siehe S. 170.)
- (1983), „Parametrization of the Kobayashi Maskawa Matrix“, *Phys.Rev.Lett.*, 51, S. 1945. (Siehe S. 422.)
- Working groups, LEP-SLD (2006), „Precision electroweak measurements on the Z resonance“, *Phys.Rep.*, 427, S. 257, arXiv: hep-ex/0509008. (Siehe S. 453.)

- Xiong, W. et al. (2019), „A small proton charge radius from an electron-proton scattering experiment“, *Nature*, 575, S. 147, doi: 10.1038/s41586-019-1721-2. (Siehe S. 354.)
- Yang, C. N. (1950), „Selection Rules for the Dematerialization of a Particle into Two Photons“, *Phys. Rev.*, 77 (2 Jan. 1950), S. 242–245, doi: 10.1103/PhysRev.77.242. (Siehe S. 565.)
- Ye, Z. et al. (2018), „Proton and neutron electromagnetic form factors and uncertainties“, *Phys.Lett. B*, 777, S. 8, arXiv: 1707.09063. (Siehe S. 353.)
- Zee, A. (2016), *Group Theory in a Nutshell for Physicists*, Princeton University Press, Princeton, New Jersey. (Siehe S. 120, 252.)