

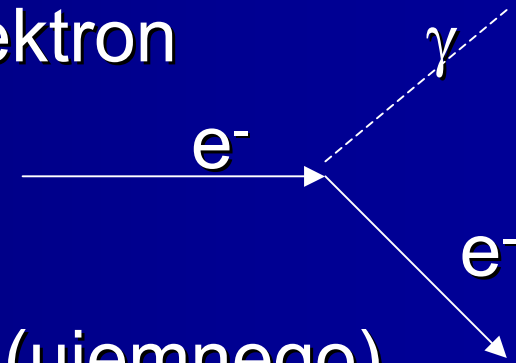
Teoria cząstek elementarnych

23.IV.08

- 1948 – nowa faza mechaniki kwantowej
precyzyjne pomiary wymagały precyzyjnych obliczeń
→ **metoda Feynmana**
- Diagramy Feynmana i reguły Feynmana
dziś uniwersalne narzędzie fizyki cząstek
wpierw zastosowane w kwantowej elektrodynamice
(QED – Quantum Electrodynamics)
- QED – oddz. elektronów z fotonami; trudności ale
istnieje sposób → **procedura renormalizacji**
- Oddziaływania słabe $n \rightarrow p e \bar{\nu}_e$ – TRUDNOŚCI a
renormalizacja bezradna. Propozycja – nowe
oddziaływanie, nowe cząstki → teoria oddz. słabych
z bozonami W/Z i cząstką Higgsa renormalizowalna!
- Nagroda Nobla: Glashow, Salam, Weinberg 1979 (W/Z)
t’Hooft, Veltman 1999 (renormalizowalność)

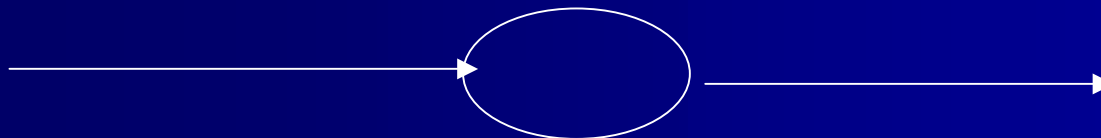
Diagramy i reguły Feynmana

- Diagramy – cząstki reprezentujemy przez linie a akt oddziaływania przez punkt przecięcia (wierzchołek)
- Np. emisja fotonu przez elektron



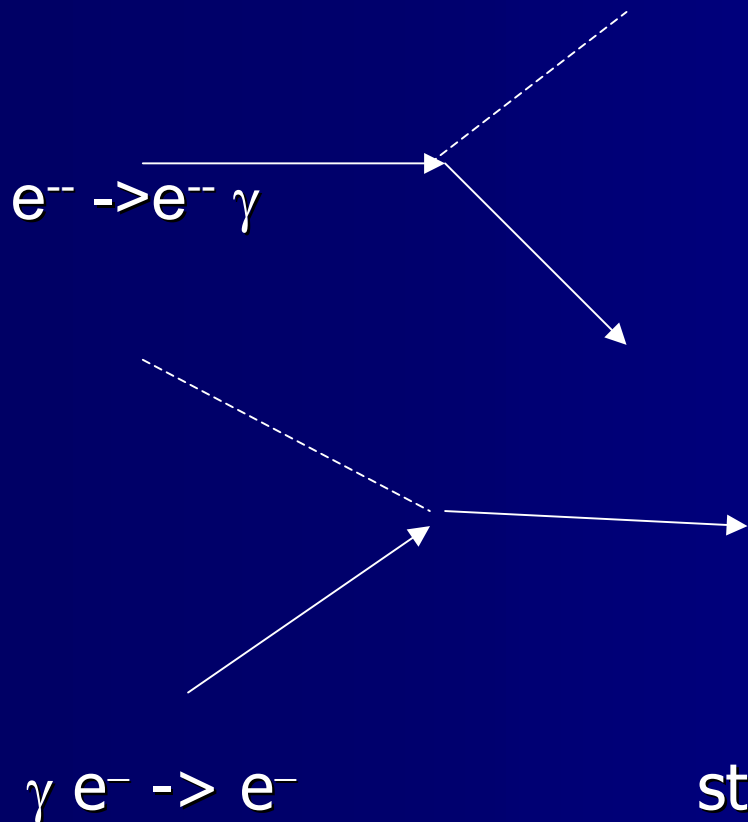
strzałki – przepływ ład. el. (ujemnego)

- Pętle



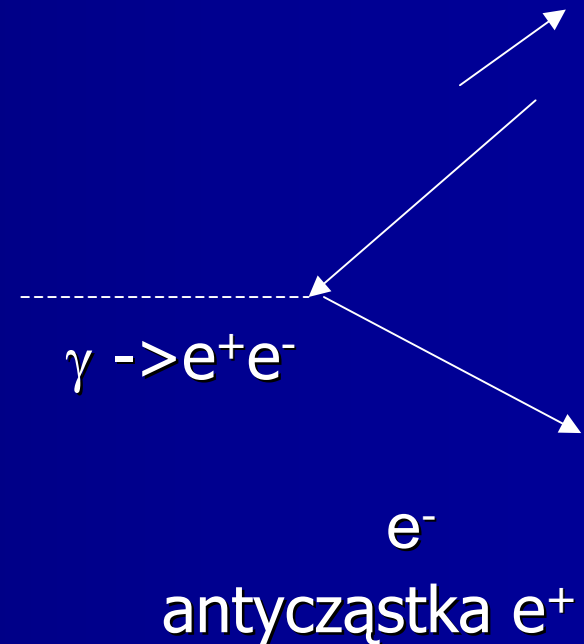
Reguły Feynmana

- Procesy skrzyżowane $e^- e^- \gamma$



Pozyton - 1930

Pęd e^+



strzałka do tyłu – ład. dodatni

Zasada zachowania energii i pędu

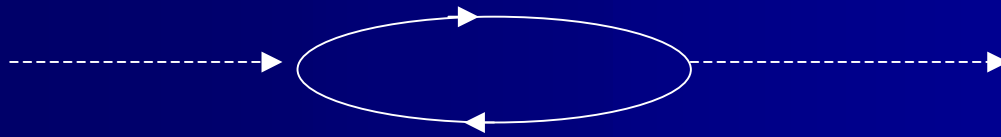
- Dla swobodnego elektronu

proces $e \rightarrow e \gamma$ nie może być zrealizowany, ale jest możliwy dla elektronu w atomie (elektron przechodzi do niższego stanu)

- Spoczywający elektron ma najniższą możliwą energią, po emisji fotonu nie może mieć mniejszej – a jeśli w jednym układzie niemożliwe to w innym układzie też nie jest możliwe
- Dla swobodnego fotonu rozpad na e^+e^- też nie jest możliwe bo ...obserwator
Ale w pobliżu jądra – może (rysunek)
- W materii – emisja fotonów – promieniowanie hamowania (bremsstrahlung)

Linie wewnętrzne

- Mechanika kwantowa pozwala na istnienie cząstek z niedostępnymi energiami ale przez krótki czas (zasada Heinsenberga $\Delta E \sim 1/\Delta t$)
Np. elektrony mogą mieć zerowa a nawet ujemną energię, lub b. dużą energię dla spoczywającego e więc np. kreacja i anihilacja par



- Cząstki wirtualne –cząstki dla których $E^2 \neq p^2 + m^2$ (cząstki „poza powłoką masy”) istnieją krótko i nie są obserwowane

Diagramy Feynmana cd

- Typowe zderzenia



- Dzięki cząstkom wirtualnym

-uwzględniamy interferencję

-możliwe jest rozpraszanie światła na świetle
(jako cząstki neutralne nie oddziałują wprost)



Amplitudy i prawdopodobieństwa procesów

- Jeżeli znamy własności cząstek i sprzężeń → obliczenia prawdopodobieństwa procesów
- Cząstki początkowe wytwarzamy lub przygotowujemy
a końcowe możemy tylko obserwować
- Interferencja: z określonego stanu początkowego do określonego stanu końcowego na wiele sposobów → wiele diagramów należy uwzględnić
(→ **suma amplitud**)
- Pytanie który proces się zdarzył – to jak pytanie którą szczeliną przeszedł foton ...

Nieskończoności

- Opis procesu - uwzględniamy wszystkie możliwe diagramy (procesy) pozwalające na przejście od stanu początkowego do stanu końcowego
- Procesy z cząstkami wirtualnymi (o różnych energiach) ale w niektórych z nich cząstki te mogą mieć dowolnie wielkie energie
Pytanie: czy te wkłady są tłumione?
- Nieraz nie są tłumione → nieskończone prawdopodobieństwo procesu

Tłumienie wkładu od pętli

- Tłumienie większe – dla cząstek bardziej wirtualnych
- Zależy od typu cząstki – ważny jaki jest spin; zachowanie momentu pędu jeżeli w stanie początkowym cząstka ze spinem – to w stanie końcowym wystąpi cząstka ze spinem albo cząstki bezspinowe ale ze wzajemnym momentem pędu
- Im spin większy tym mniejsze tłumienie dla dużych wirtualności - problemy z cząstkami ze spinem 1
- Zależy od typu sprzężenia

Nieskończoności i renormalizacja

- dla fotonu – różne diagramy się kasują
1948 Feynman Tomonaga Schwinger
(Nobel 1964) – renormalizacja. QED
prowadzi do skończonych przewidywań.
Bardzo precyzyjnych – np. dla anomального
momentu muonu
- Dla oddziaływań słabych w bozonami W i Z
(spin 1) – problem większy ale nowe
oddziaływanie i nowe diagramy
mogą tu pomóc

g-2 for muon

based on Jegerlehner, Eidelman, J. Miller 2006-7

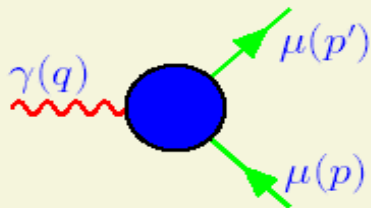
$(g-2)_\mu$

① The Anomalous Magnetic Moment of the Muon

$$\vec{\mu} = g_\mu \frac{e\hbar}{2m_\mu c} \vec{s} ; \quad g_\mu = 2(1 + a_\mu)$$

Dirac: $g_\mu = 2$, a_μ muon anomaly

Stern, Gerlach 22: $g_e = 2$; Kusch, Foley 48: $g_e = 2(1.00119 \pm 0.00005)$



$$= (-ie) \bar{u}(p') \left[\gamma^\mu F_1(q^2) + i \frac{\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2m_\mu} F_2(q^2) \right] u(p)$$

$$F_1(0) = 1 ; \quad F_2(0) = a_\mu$$

a_μ responsible for the Larmor precession

directly proportional at magic energy ~ 3.1 GeV

CERN, BNL g-2 experiments

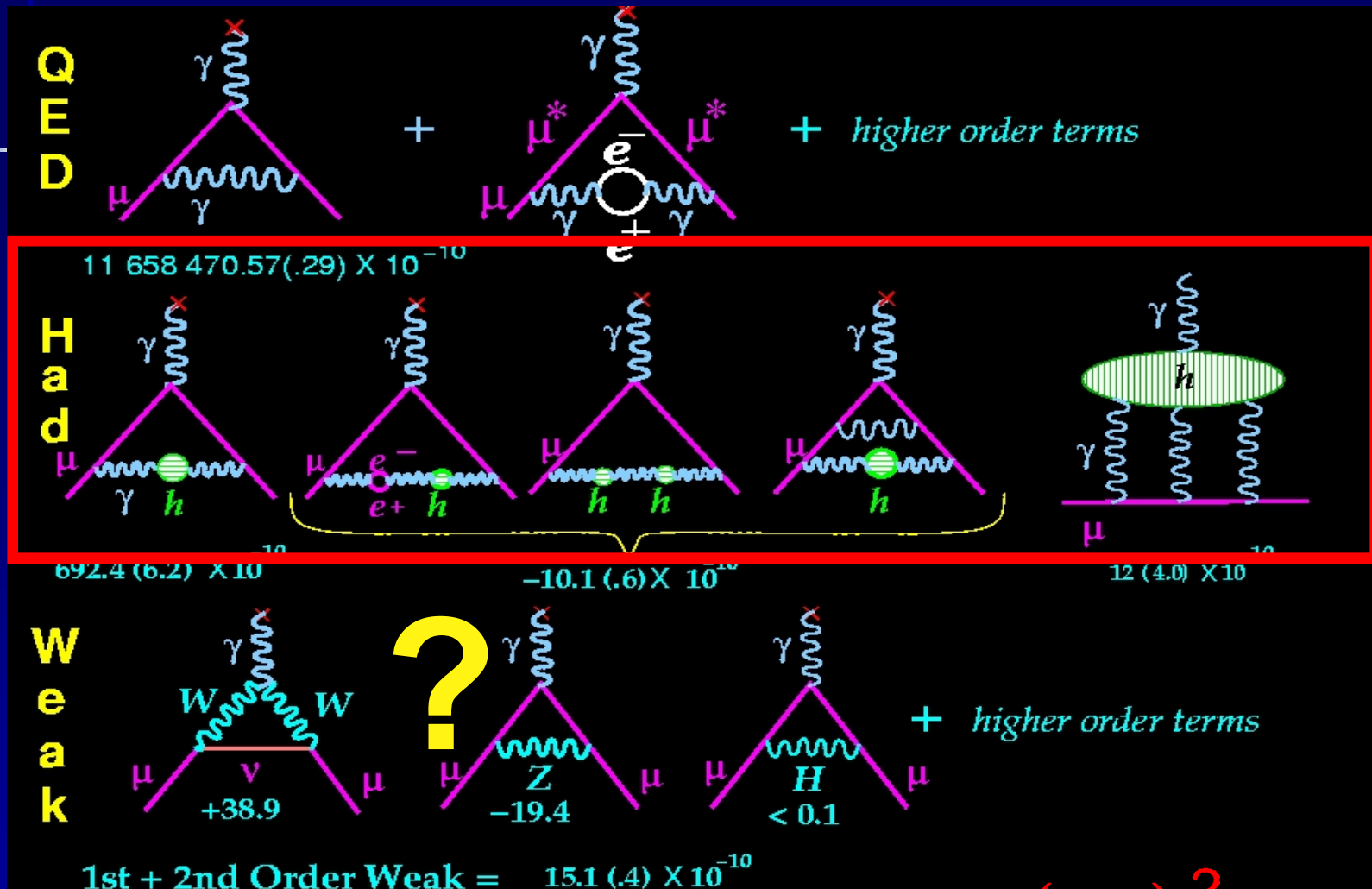
$$\vec{\omega}_a = \frac{e}{m} \left[a_\mu \vec{B} - \left(a_\mu - \frac{1}{\gamma^2 - 1} \right) \vec{\beta} \times \vec{E} \right]_{\text{at "magic } \gamma}^{E \sim 3.1 \text{ GeV}} \simeq \frac{e}{m} \left[a_\mu \vec{B} \right]$$

The BNL muon storage ring



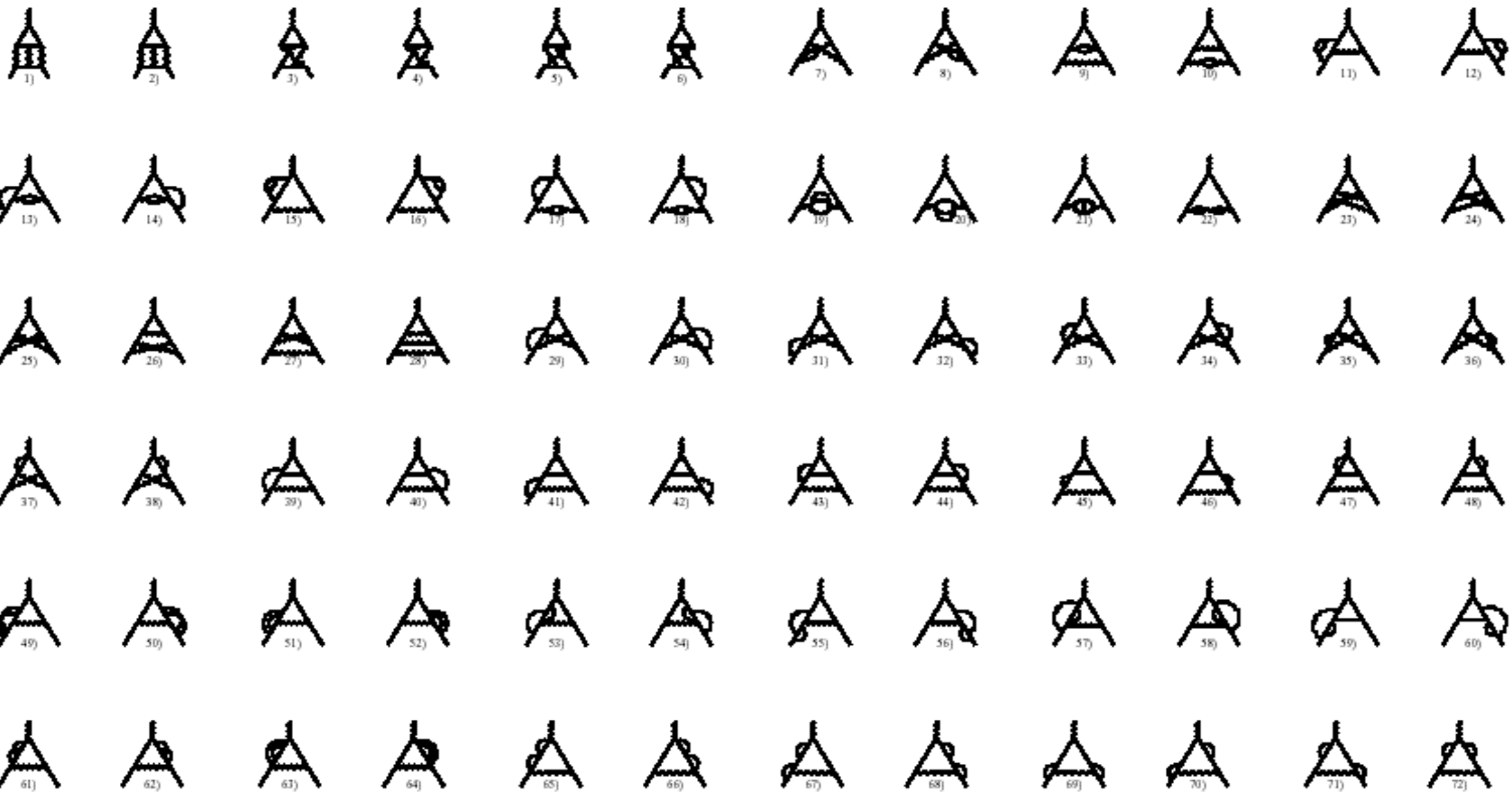
www.g-2.bnl.gov

Standard Model contributions



e vs. μ : relative contribution of heavier things $\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2 \simeq 40,000$

3rd order QED contributions



QED Contribution a_μ^{QED}

$$\begin{aligned} a_\mu^{\text{QED}} \cdot 10^{10} &= \sum C_i \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^i = && 11614097.3 \text{ (1-loop)} \\ &+ && 41321.8 \text{ (2-loop)} \\ &+ && 3014.2 \text{ (3-loop)} \\ &+ && 38.1 \text{ (4-loop)} \\ &+ && 0.4 \text{ (5-loop)} \end{aligned}$$

Terms up to α^3 are known analytically, a recent more accurate numerical calculation of the α^4 terms and the leading $\log \alpha^5$ terms gave (T. Kinoshita and M. Nio, 2005; A.L. Kataev, 2006):

$$a_\mu^{\text{QED}} = (116584719.4 \pm 1.4) \cdot 10^{-11}.$$

From the latest value of a_e (G. Gabrielse et al., 2006; M. Passera, 2006):

$$\alpha^{-1} = 137.035999710(96), \quad a_\mu^{\text{QED}} = (116584718.09 \pm 0.14 \pm 0.08) \cdot 10^{-11}.$$

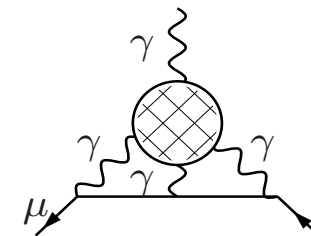
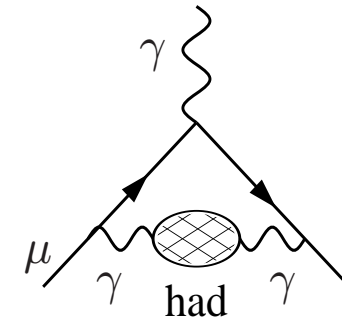
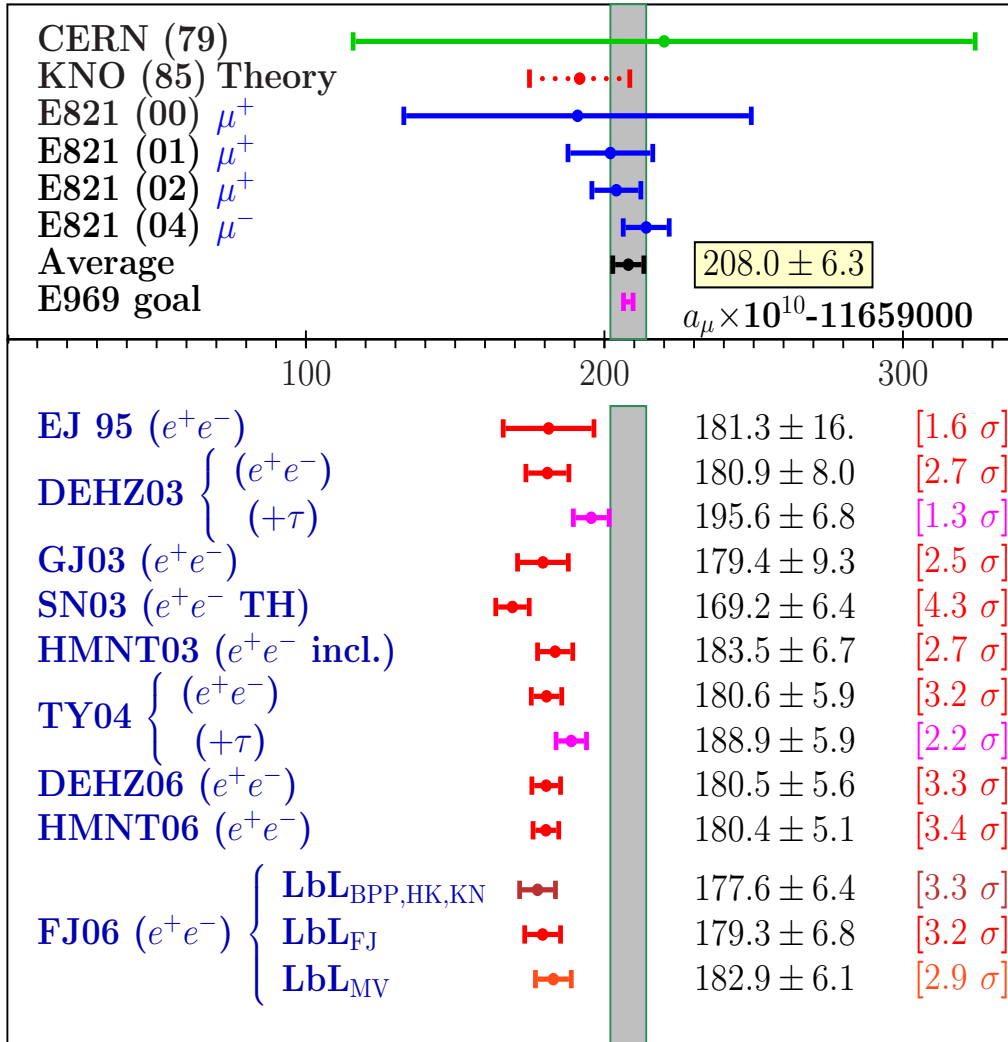
The errors are due to: a/ $\mathcal{O}(\alpha^5)$, b/ α

g-2 for muon (Jegerlehner'07)

New Physics?

$$\delta a_\mu = (287 \pm 91) 10^{-11}$$

3.2 σ



Rachunek zaburzeń

- Musimy sumować wkłady, w tym z większą liczbą wierzchołków
- Ale to jest nieskończony szereg...
- W wielu wypadkach nie musimy sumować do końca – np. w QED sprzężenie proporcjonalne do ładunku elektrycznego – to jest małe sprzężenie

$$e^2 \rightarrow \alpha = e^2 / (4 \pi \hbar c) \sim 1/137$$

czyli kolejny człon w szeregu 1%

- Rachunek zaburzeń (perturbacyjny) - precyzja

Renormalizacja

- Niezbieżność szeregu sumującego różne wkłady i energie/pędy cząstek wirtualnych
- Idea renormalizacji: 1948 Kramers dla QED – nieskończoności tylko w kilku określonych wyrażeniach
- Nieskończoności nie ma w anomalnym momencie magnetycznym mionu ani elektronu bo jeśli występują to takie same w obliczeniach ładunku elektrycznego oraz momentu magnetycznego. Czyli możemy wyrazić jedno przez drugie a dla ładunku el. przyjmując wartość doświadczalną – czyli to jest trik

Trik bardzo skuteczny

nazwa uczona: renormalizacja

- Niskończoności tylko w wolnych parametrach teorii
(każda teoria ma takie parametry, np G_N - stała grawitacyjna)
- Ładunek el. jest wolnym parametrem QED – „input” teorii, masa m_e – też.
- Skoro teoria nie przewiduje tych parametrów – to możemy w tych wielkościach ukryć nieskończoności

Renormalizacja – działa dobrze

- Ale świadczy o niedoskonałości teorii
- Dobrze, że można kłopotliwe człony wyizolować
- Problemy teorii typu QED:
 - teoria jedynie perturbacyjna
 - występują nieskończoności (choć można je izolować)
 - bardzo precyzyjne przewidywania

Nierenormalizowalność

- Są teorie z nieskończonościami zawartymi nie tylko w wolnych parametrach
- Długo sądzono że tak jest dla teorii z cząstkami o spinie 1 ale innymi niż foton
- Dziś wiemy, że można mieć renormalizowalne teorie z cząstkami o spinie 1 – są to teorie z cechowaniem (gauge theories)
dokładnie → teorie Yanga-Millsa
- Grawitacja inna – to teoria z cechowaniem ale nierenormalizowalna