



CZĄSTKI ELEMENTARNE I ODDZIAŁYWANIA

V ODDZIAŁYWANIA ELEKTROMAGNETYCZNE

Agnieszka Obłąkowska-Mucha

<http://home.agh.edu.pl/~amucha/>
Katedra Oddziaływań i Detekcji Cząstek
D11 p. 111

Jakimi równaniami opisujemy stan i ewolucję czasową cząstki?

- Stan cząstki – funkcja falowa: $\Psi(\vec{x}, t) = Ne^{i(\vec{p}\cdot\vec{x}-Et)}$.

- Kinematyka:

$$\text{Równanie Schrödingera: } i \frac{\partial \Psi(\vec{x}, t)}{\partial t} = -\frac{1}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(\vec{x}, t)}{\partial x^2} + \hat{V}(\vec{x}, t)$$

opisuje cząstki nierelatywistyczne

$$\text{Równanie Kleina-Gordana: } -\frac{\partial^2}{\partial t^2} \Psi + \nabla^2 \Psi = m^2 \Psi \text{ lub: } (-\partial^\mu \partial_\mu - m^2) \Psi = 0$$

opisuje relatywistyczne bozony

$$\text{Równanie Diraca: } \left(i\gamma^0 \frac{\partial}{\partial t} + i\vec{\gamma} \cdot \nabla - m \right) \Psi = 0 \text{ lub } (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi = 0$$

opisuje relatywistyczne fermiony

- Relatywistyczne fermiony występują jako rozwiązania Diraca w wersji „cząstki” i „antycząstki”

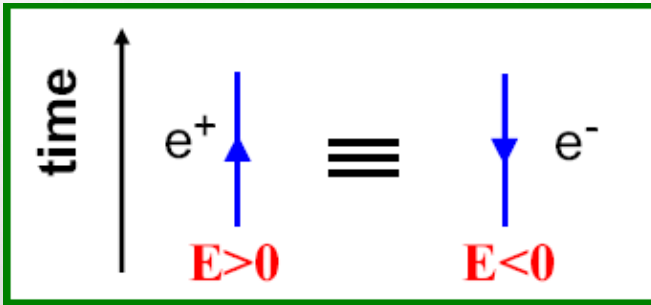
$$\psi = u_{1,2}(p^\mu) e^{-i(Et - \vec{p}\cdot\vec{x})}$$

$$\psi = u_{3,4}(p^\mu) e^{-i(Et - \vec{p}\cdot\vec{x})}$$

Interpretacja Feynmana

Rozwiązania r. Diraca:

są cząstkami o ujemnej energii poruszającymi się wstecz w czasie

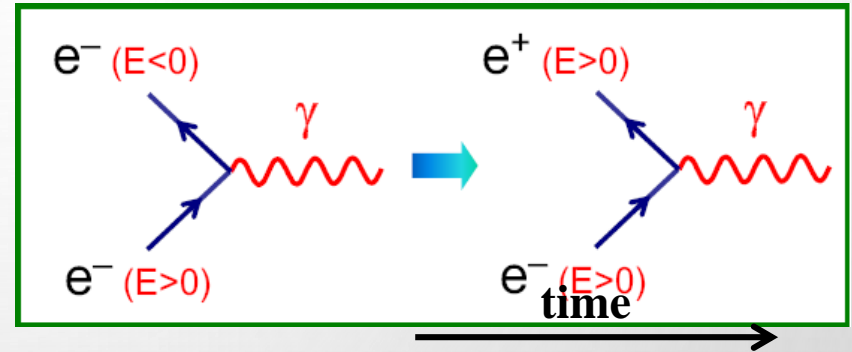


Uwaga: $\exp(-iEt) = \exp\{-i(-E)(-t)\}$

Feynman wprowadził graficzną interpretację elementarnych procesów zachodzących pomiędzy elektronami:

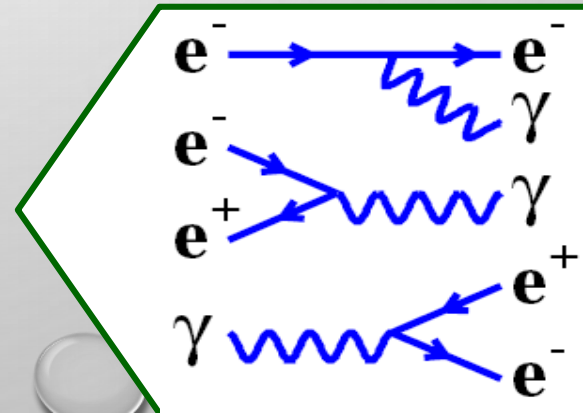
Podstawowe procesy:
(każdy zabroniony przez zas.zach.en i pędu)

LUB antycząstkami o dodatniej energii propagującymi się w czasie „do przodu”.



M. Thomson

Kierunek strzałki dla antycząstki - „do tyłu” w czasie



Diagramy Feynmana – konstrukcja

Oddziaływanie zachodzi, gdy następuje:

wymiana energii i pędu między cząstkami,
kreacja lub anihilacja cząstek.

Oddziaływanie zachodzi poprzez wymianę wirtualnych cząstek

Każde rzeczywiste oddziaływanie (np. **rozpraszanie** elektron-proton) składa się

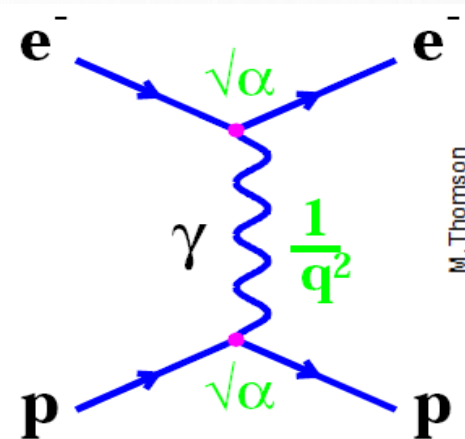
dwóch linii zewnętrznych reprezentujących funkcje falowe cząstek,
dwóch wierzchołków, każdy proporcjonalny do siły oddziaływania,
linii wewnętrznej opisującej wirtualną wymienianą cząstkę.

Werteksy i strzałki są tylko **symbolami**, nie reprezentują śladów cząstek w przestrzeni.

Diagramy czytamy **od lewej do prawej** strony (strzałka czasu) – z lewej strony mamy cząstki przed oddziaływaniem, z prawej – po nim (czasem konwencja biegu czasu góra-dół).

Z lewej strony wierzchołka - strzałka skierowana do wierzchołka oznacza **cząstkę wchodzącą** do oddziaływania, strzałka od wierzchołka reprezentuje **antycząstkę wchodzącą** do oddziaływania.

Z prawej strony (czyli po oddziaływaniu) – odpowiednio odwrotnie.



A teraz popatrzmy na niezwykle cechy diagramów Feynmana:

Diagramy Feynmana – obracamy!

Oddziaływanie zachodzi, gdy następuje:

- wymiana energii i pędu między cząstkami,
- kreacja lub anihilacja cząstek.

Oddziaływanie zachodzi poprzez wymianę wirtualnej cząstki

Każde rzeczywiste oddziaływanie (np. oddziaływanie elektron-proton) składa się

- dwóch linii zewnętrznych – funkcje falowe cząstek,
- dwóch wierzchołków – proporcjonalny do siły oddziaływania,
- linii wewnętrznej – wirtualną wymienianą cząstkę.

Linie i strzałki – symbolami, nie reprezentują śladów cząstek w przestrzeni.

Diagramy czytamy od lewej do prawej strony (strzałka czasu) – z lewej strony mamy cząstki przed oddziaływaniem, z prawej – po nim (czasem konwencja biegu czasu góra-dół).

Z lewej strony wierzchołku strzałka skierowana do wierzchołka oznacza cząstkę przychodzącą do oddziaływania, strzałka od wierzchołka reprezentuje antycząstkę wychodzącą z oddziaływania.

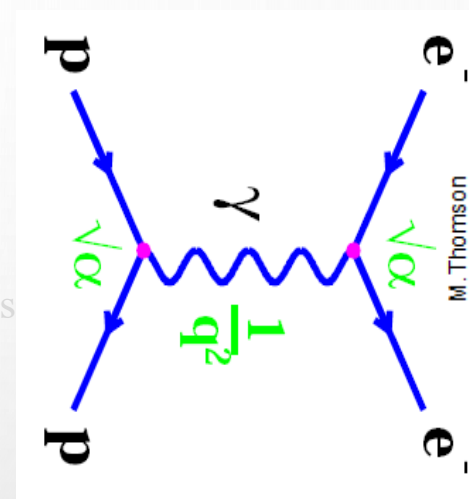
Z prawej strony wierzchołku strzałka skierowana do wierzchołka oznacza cząstkę przychodzącą do oddziaływania, strzałka od wierzchołka reprezentuje antycząstkę wychodzącą z oddziaływania.

Linie na diagramach Feynmana nie są śladami cząstek!

Używamy tu konwencji, że czas biegnie poziomo.

Pojedynczy wierzchołek nie reprezentuje rzeczywistego procesu fizycznego

A teraz popatrzmy na niezwykle cenny diagram Feynmana

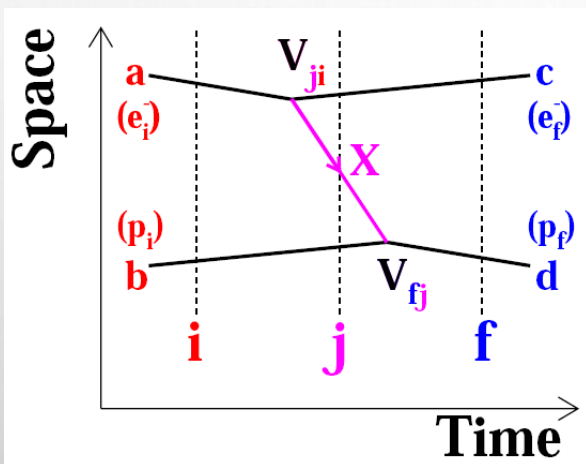


Diagramy Feynmana

W każdym wierzchołku oddziaływania jest zachowane pęd i wszystkie l.kw.

Diagramy Feynmana są graficznym przedstawieniem oddziaływań między cząstkami, zachodzących poprzez wymianę odpowiednich kwantów pól. Diagramy reprezentują amplitudy przejścia.

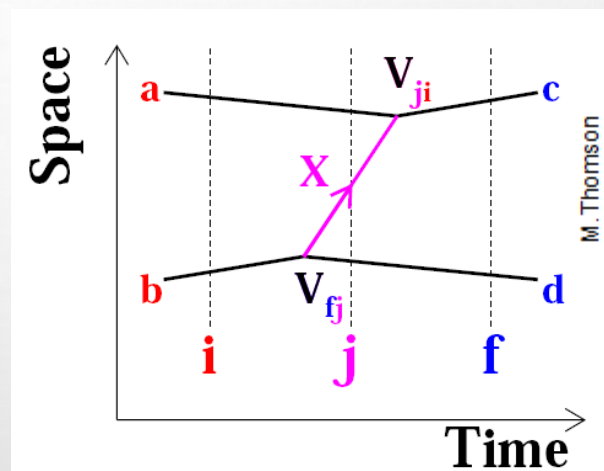
Rozpatrzmy jeden z procesów w czasoprzestrzeni:



Cząstka **a** emituje **X**, a cząstka **b** go pochłania.



oraz zupełnie inny proces:



Cząstka **b** emituje **X**, a cząstka **a** go pochłania.

Procesy te zależą od wyboru układu, a więc nie są niezmiennicze.

Skoro prowadzą do tego samego stanu końcowego – w mech. kwantowej trzeba je wysumować.

Rozpraszanie

Mamy proces 2-ciałowy, np. rozpraszanie elektron – proton.

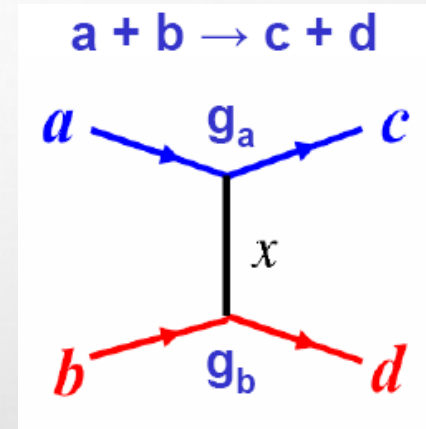
Prawdopodobieństwo zajścia procesu (Złota Reguła Fermiego)

$$\Gamma_{fi} = 2\pi |T_{fi}|^2 \rho(E_f)$$

$$T_{fi} = \langle f | \widehat{H}' | i \rangle + \sum_{i \neq j} \frac{\langle f | \widehat{H}' | j \rangle \langle j | \widehat{H}' | i \rangle}{E_i - E_j} + \dots$$

Rozpraszanie na potencjale V_{fi}

Rozpraszanie poprzez stan pośredni j : V_{ji} i V_{fj}



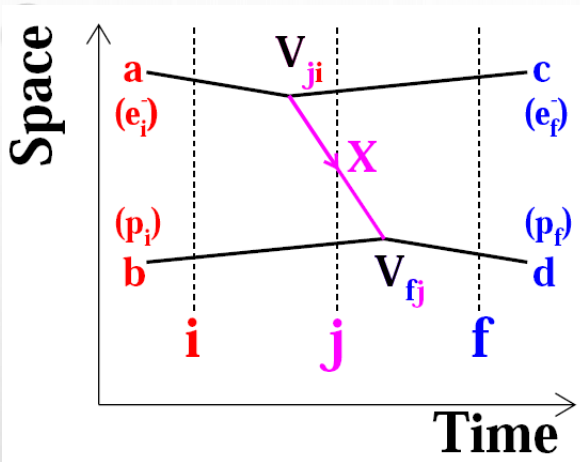
$$q^2 = (p_a - p_c)^2 = (E_a - E_c)^2 - (\vec{p}_a - \vec{p}_c)^2 \equiv t \leq 0$$

Rozpraszanie na potencjale:

przekaz pędu bez żadnego „medium”,

niezgodne z T.W – ruch źródła musi spowodować natychmiastową zmianę potencjału wszędzie dookoła

Rozpraszanie – cząstka pośrednicząca



Stan początkowy – cząstka a i b ,
 a emituje X
 w późniejszej chwili X jest pochłonięty
 przez b

Stan pośredni – b , c i wymieniany X

Stan końcowy c i d

$$|i\rangle \rightarrow a + b$$

$$|j\rangle \rightarrow c + b + X \quad \text{stan pośredni } E_i \neq E_j$$

$$|f\rangle \rightarrow c + d$$

lub inna
kolejność w
czasie

stan pośredniczący
„pożycza” energię
na czas dozwolony
przez $\Delta E \Delta t < 1$

$$T_{fi}^{ab} = \frac{\langle f|V|j\rangle\langle j|V|i\rangle}{E_i - E_j} = \frac{\langle d|V|b + X\rangle\langle c + X|V|a\rangle}{(E_a + E_b) - (E_c + E_X + E_b)}$$

oddziaływanie w wierzchołku ji opisane jest elementem LI macierzowym:

$$V_{ji} = \langle c + X|V|a\rangle = \frac{M_{a \rightarrow c+X}}{(2E_a \cdot 2E_c \cdot 2E_X)^{1/2}}$$

Pierwszy diagram

$$V_{ji} = \langle c + X | V | a \rangle = \frac{M_{a \rightarrow c+X}}{(2E_a \cdot 2E_c \cdot 2E_X)^{1/2}}$$

$$M_{fi}^{ab} = (2E_a 2E_c 2E_b 2E_d 2E_X)^{1/2} T_{fi}^{ab}$$

Przejście ze stanu a do $c + X$ zachodzi poprzez niezmienniczy element macierzowy $M_{a \rightarrow c+X}$.

$M_{a \rightarrow c+X}$ opisuje podstawowe oddziaływanie, które zaszło w tym wierzchołku (elm, silne, słabe, etc).

$M_{a \rightarrow c+X}$ w najprostszej postaci może być skalarem (liczbą), który odzwierciedla siłę oddziaływania w tym wierzchołku, np. $M_{a \rightarrow c+X} = g_a$.

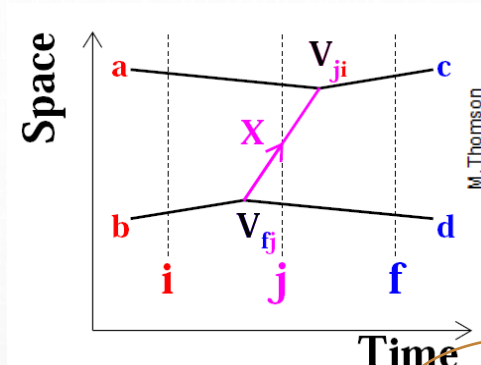
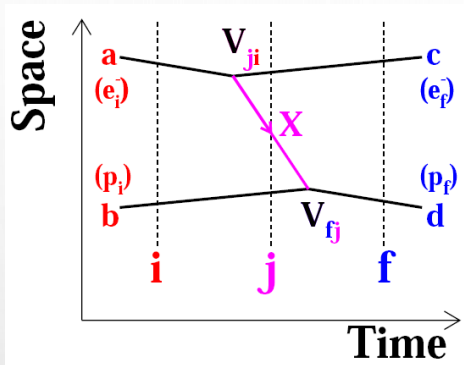
W ten sam sposób mamy: $M_{b+X \rightarrow d} = g_b$

Np. w rozpraszaniu elektronów (oddz. elektromagnetyczne), wynosi ona:

$$g = e = \sqrt{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{137}}$$

W MK całkowita amplituda to suma wszystkich możliwych przejść pomiędzy stanami...

Suma dwóch diagramów



$$E_a - E_c = E_b - E_d$$

$$M_{fi}^{ab} = \frac{1}{E_x} \frac{g_a g_b}{(E_a - E_c - E_x)} + M_{fi}^{ba} = \frac{1}{E_x} \frac{g_a g_b}{(E_b - E_d - E_x)} = M_{fi} = \frac{g_a g_b}{(E_a - E_c)^2 - E_x^2}$$

W pojedynczym diagramie:

- wymieniana jest cząstka o masie m_x , która spełnia: $E_x^2 = p_x^2 + m_x^2$,
- w wierzchołkach zachowany jest pęd, ale nie jest zachowana energia: $E_i \neq E_j$, co jest dozwolone przez zas. nieoznaczoności

Dla obu diagramów sytuacja się zmienia:

- skoro: $\vec{p}_X = \vec{p}_a - \vec{p}_c$ oraz $\vec{p}_X = \vec{p}_d - \vec{p}_b$, to mamy $E_x^2 = \vec{p}_X^2 + m_x^2 = (\vec{p}_a - \vec{p}_c)^2 + m_x^2$:

$$M_{fi} = \frac{g_a g_b}{(E_a - E_c)^2 - (\vec{p}_a - \vec{p}_c)^2 - m_x^2}$$

Propagator

Dla obu diagramów, w różnej kolejności czasowej, element w postaci niezmienniczej:

$$M_{fi} = \frac{g_a g_b}{(E_a - E_c)^2 - (\vec{p}_a - \vec{p}_c)^2 - m_X^2} = \frac{g_a g_b}{(P_a - P_c)^2 - m_X^2}$$

gdy zapiszemy: $\mathbf{P}_a - \mathbf{P}_c = \mathbf{q}$

czteropędy cząstki początkowej i końcowej

to \mathbf{q} rozumiane jest jako czteropęd wymienianej cząstki, co daje:

$$M_{fi} = \frac{g_a g_b}{q^2 - m_X^2}$$

„Masa” wymienianej cząstki X zależy od energii i pędu rozpraszanych cząstek.

czynnik

$$\frac{1}{q^2 - m_X^2}$$

nazywamy **PROPAGATOREM**

Co to oznacza? $q^2 \neq m_X^2$ (nie ma ZZE)

element macierzowy oddziaływania z dwoma wierzchołkami zależy od:

- kwadratu przekazanego czteropędu,
- masy wymienianej cząstki,
- siły oddziaływania w każdym wierzchołku

W pojedynczym procesie emisji i absorpcji energia nie jest zachowana (gdy wymieniana cz. rzeczywista).

Propagator wymienianej cząstki (wirtualnej)

Masa wymienianej cząstki X zależy od energii i pędu rozpraszanych cząstek. **Może być DOWOLNA.**
Rozumiemy dlaczego?

Bo kwadrat czteropędu to kwadrat masy niezmienniczej, a tutaj mamy: $q^2 = (p_a - p_c)^2$

Co to oznacza?

Wymieniana cząstka nie jest rzeczywista, tylko wirtualna (p. 1. wykład).

Co zyskałszy?

Wprowadzając cząstkę wirtualną, jako przenoszącą oddziaływanie, ratujemy zas. zach. energii w każdym wierzchołku diagramu. Po prostu masa wymienianej cząstki jest taka, jaka jest potrzebna do zachowania energii i pędu.

Propagator i q^2 zależą od czteropędów rozpraszanych cząstek,

q^2 nie jest masą rzeczywistej cząstki X: $q^2 \neq m_X^2$, ale można go policzyć:

dla rozproszenia:

$$q^2 = (p_a - p_c)^2 = (E_a - E_c)^2 - (\vec{p}_a - \vec{p}_c)^2 \equiv t \leq 0$$

gdy $m_X^2 = 0$, to propagator $\frac{1}{q^2 - m_X^2} \rightarrow \frac{1}{q^2}$ opisuje oddziaływanie poprzez wymianę fotonu (wirtualnego), czyli oddziaływanie elektromagnetyczne.

Wymieniane cząstki nie są rejestrowane bezpośrednio, a widać jedynie SKUTEK ich działalności (wymianę pędu i energii)

Wirtualność

CZĄSTKA RZECZYWISTA

swobodna,

o masie spoczynkowej M ,

energia całkowita w układzie

środka masy

$$E_{CMS} = M$$

po transformacji do innego układu:

$$E^2 = p^2 + m^2$$

Gdy taka jest zależność pomiędzy masą a energią-

cząstka na powłoce masy (on-mass shell)



CZĄSTKA WIRTUALNA

istnieje jako oddziaływanie,

jedynie przez czas dany zasadą Heisenberga,

$$\Delta t \Delta E \geq \hbar$$

a zasięg odwrotnie proporcjonalny do masy:

$$R = c\Delta t = c\hbar/m$$

energia nie jest ściśle określona

Kwadrat czteropędu jest różny od kwadratu masy spoczynkowej (off-mass shell)

$$E^2 \neq p^2 + m^2$$

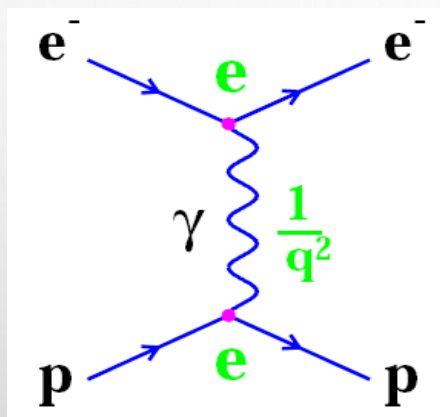
Ma masę zależną od czteropędów oddziałujących cząstek,

Cząstką wirtualną może być dowolny stan (foton, elektron, neutrino, bozony W i Z, również kwarki i **nowe nieodkryte stany**)

Wymiana wirtualnego fotonu

- Element macierzowy M_{fi} faktoryzuje się na trzy czynniki, np. w:

ROZPRASZANIU



prąd elektronu

propagator fotonu

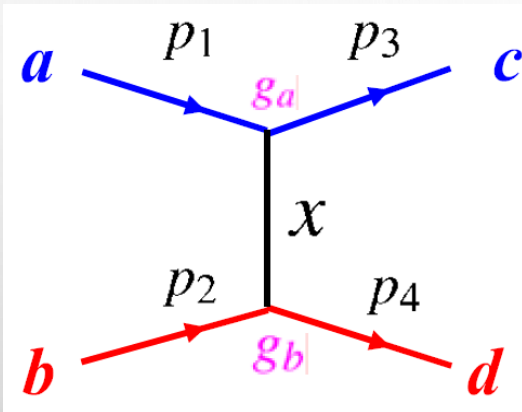
prąd protonu

$$M \propto \alpha (p_1 + p_2) \frac{1}{q^2} (p_3 + p_4)$$

- Każdy wierzchołek opisuje prawdopodobieństwo emisji fotonu. Jest ono proporcjonalne do propagatora fotonu.
- Propagator określa, jak bardzo cząstka jest wirtualna (poza powłoką). Im większa wirtualność, tym mniejsza szansa produkcji takiej cząstki.
- Jednocześnie najbardziej prawdopodobna jest emisja fotonu mało wirtualnego ($q^2 = 0$ – fotony prawie-rzeczywiste)

Rozpraszanie

Czteropęd q , niesiony przez wirtualną cząstkę, obliczony z zas. zach en. i pędu w wierzchołkach, może być zarówno dodatni, jak i ujemny:



ROZPRASZANIE

przekaz czteropędu:

$$q = p_3 - p_1 = p_4 - p_2$$

$$q^2 = (E_3 - E_1)^2 - (\vec{p}_3 - \vec{p}_1)^2 \equiv t \leq 0$$

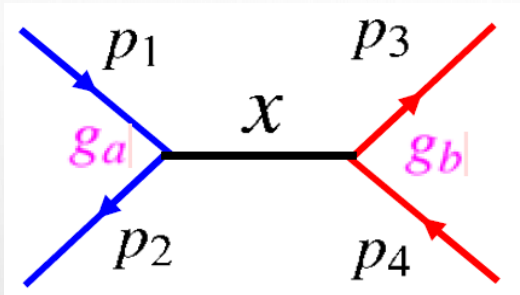
(t-channel)

$$p_1 = (E_1, \vec{p}_1); \quad p_3 = (E_3, \vec{p}_3)$$

$$q^2 < 0$$

„przestrzenny” (space-like) procesy emisji i absorpcji zachodzą w tym samym czasie

Anihilacja



energia w ukł. śr. masy

$$q = p_1 + p_2 = p_3 + p_4 \equiv s > 0 \quad (\text{s-channel})$$

$$q^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \approx 4E^2$$

„czasowy” (time-like) składowa „czasowa” jest większa niż przestrzenna

procesy anihilacji i kreacji zachodzą w tym samym **miejscu**

- \sqrt{t} i \sqrt{s} reprezentują masy cząstek wirtualnych.
- W kanale „t” masa cząstki wirtualnej jest urojona, w „s” rzeczywista.
- W kanale „s” - gdy masa wymienianej cząstki jest (prawie) równa masie spoczynkowej rzeczywistej cząstki (np. J/ψ), prawdopodobieństwo zajścia takiego procesu rośnie rezonansowo....

JEST TO FIZYCZNA PODSTAWA EKSPERYMENTÓW ZE ZDERZENIAMI

Oddziaływanie elektromagnetyczne

Cząstki obdarzone ładunkiem elektrycznym oddziałują elektromagnetycznie:

1. siły wiążące elektrony z jądrem atomowym (atomy),
2. siły międzycząsteczkowe w cieczech i ciałach stałych.

Klasycznie oddziaływania są skutkiem działania sił, które pochodzą z pól: elektrycznego i magnetycznego. Cząstki są również źródłami tych pól – $V(r)$

ELEKTRODYNAMIKA KWANTOWA:

Kwantowa teoria pola opisująca procesy elektromagnetyczne, która umożliwia obliczenie z bardzo dużą precyzją przekrojów czynnych na w/w procesy.

QED - siły są skutkiem wymiany wirtualnej cząstki – kwantów pola.

Pole jest układem kwantowym złożonym z fotonów, które oddziałują z ładunkiem elektrycznym.

Krótką historią:

1900 – pierwsze kwantowanie Planca (emisja kwantów i ciało doskonale czarne)

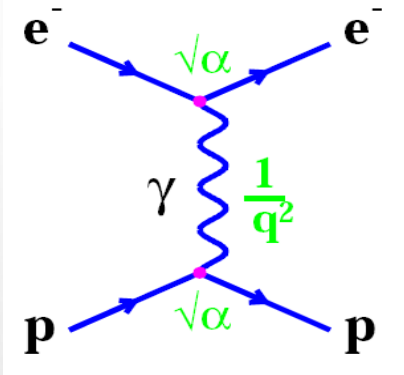
1905 – efekt fotoelektryczny wg Einsteina

1922 – efekt Comptona

~1930 – Heisenberg, Pauli - kwantowa teoria pola

1940-50 – R. Feynman, J. Schwinger, S. Tomonaga (Nobel 1965r) – formalizm QED

Podstawowe procesy

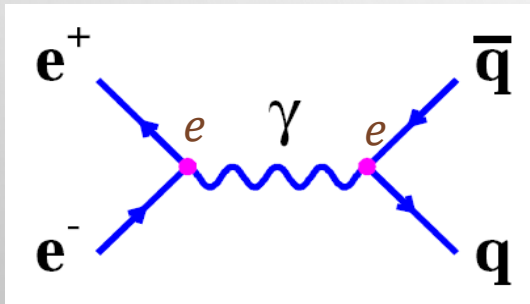


$$M_{ep} = \langle \psi_c | V | \psi_a \rangle \overbrace{\frac{1}{q^2 - m_X^2}}^{\text{propagator}} \langle \psi_d | V | \psi_b \rangle$$

siła oddziaływania w wierzchołkach $\propto e = \sqrt{\alpha}$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$$

Anihilacja elektron-pozyton

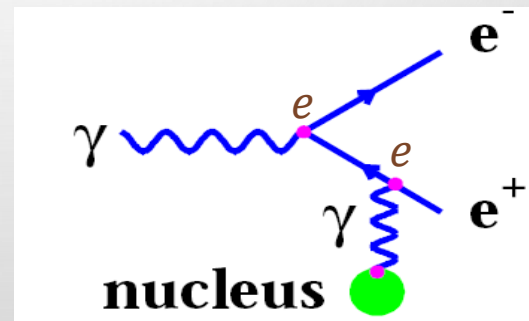


$$M_{ee} \propto e Q_q e$$

$$|M_{ee}|^2 \propto Q_q^2 e^4$$

$$\sigma \propto Q_q^2 \alpha^2$$

Kreacja par elektron-pozyton



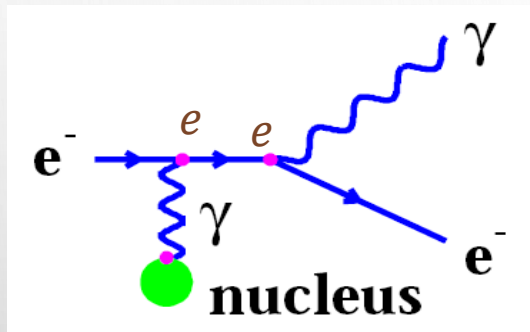
$$M \propto ee Ze$$

$$|M|^2 \propto Z^2 e^6$$

$$\sigma \propto Z^2 \alpha^3$$

To również procesy elektromagnetyczne

Promieniowanie hamowania

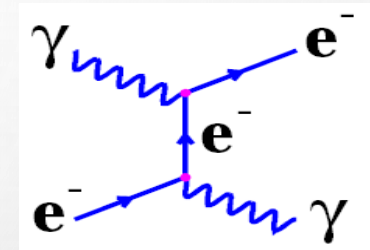
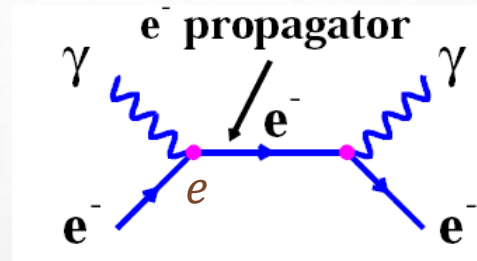


$$M \sim Z e \cdot e \cdot e$$

$$|M|^2 \sim Z^2 e^6$$

$$\sigma \sim (4\pi)^3 Z^2 \alpha^6$$

Efekt Comptona



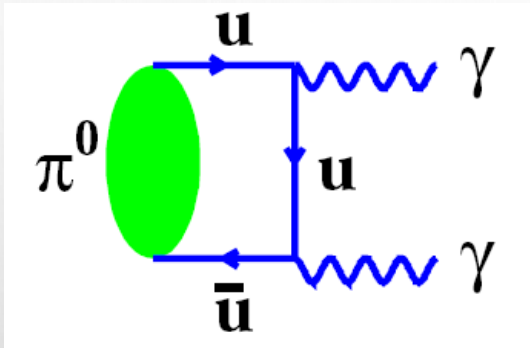
$$M \sim e \cdot e$$

$$|M|^2 \sim e^4$$

$$\sigma \sim (4\pi)^2 \alpha^2$$

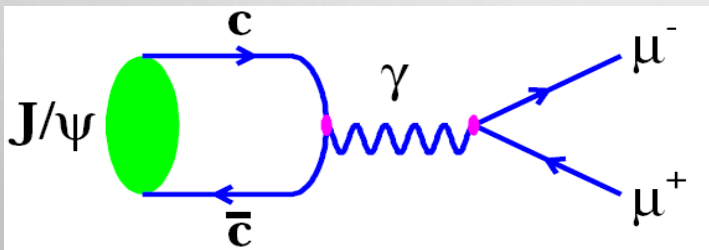
I te również...

Rozpad $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$



$$M \sim Q_u e \cdot Q_u e$$
$$|M|^2 \sim Q_u^4 e^4$$
$$\sigma \sim (4\pi)^2 Q_u^4 \alpha^2$$

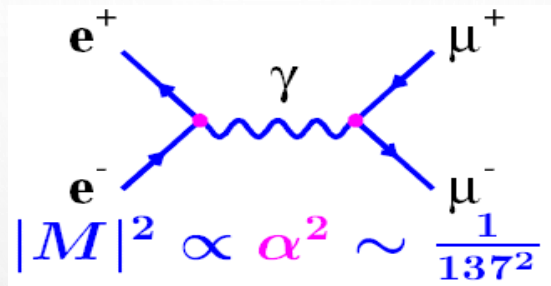
M. Thomson



$$\sigma_{elm} \sim 10^{-2} \text{ mb}$$
$$\tau_{elm} \sim 10^{-25} \text{ s}$$

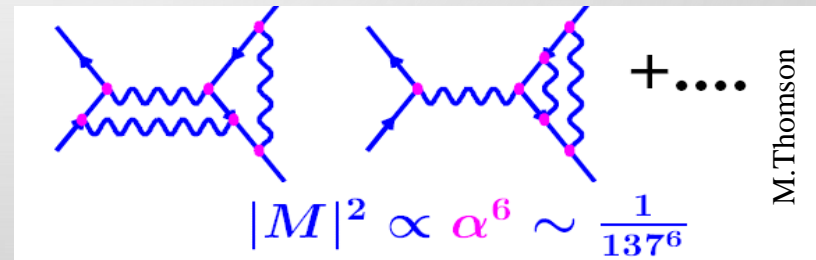
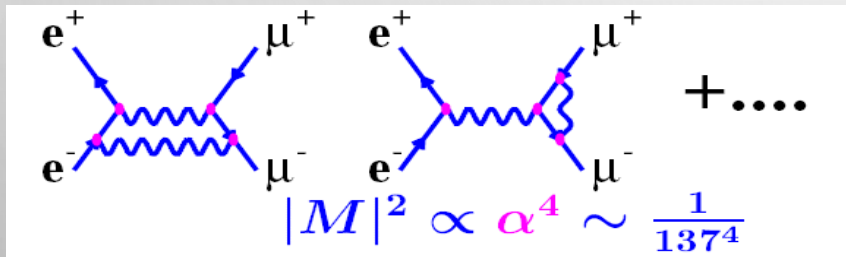
Każdy ładunek może emitować foton!

Na razie patrzyliśmy tylko na najniższy rząd w rachunkach – procesy z dwoma wierzchołkami:



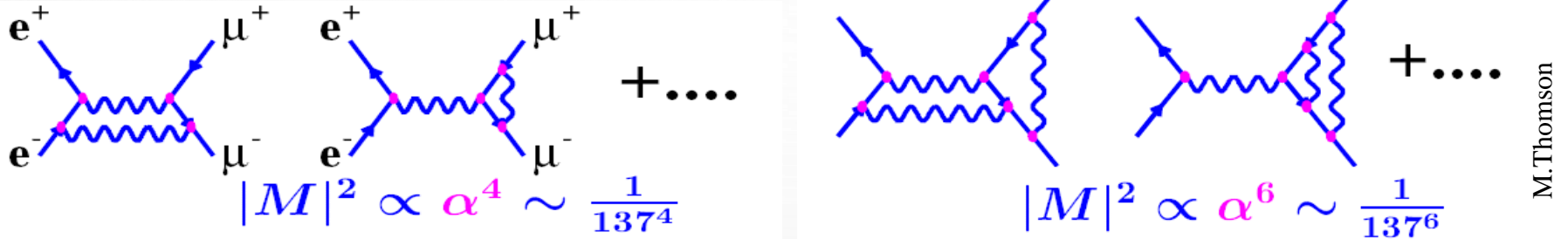
$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$$

ale są też procesy wyższych rzędów:



M.Thomson

Radiacja, radiacja....

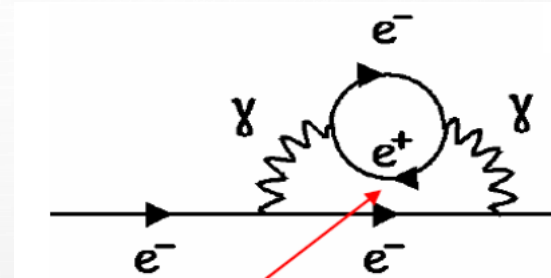
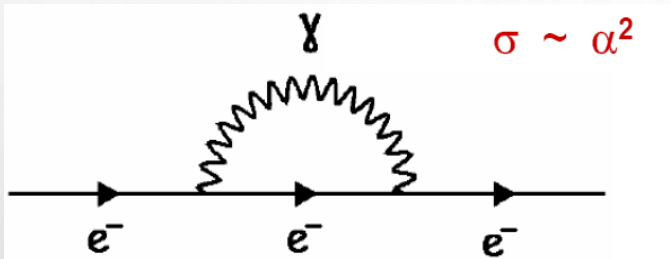


RACHUNEK ZABURZEŃ

1. Dla danego procesu rysujemy wszystkie możliwe diagramy:
2. Liczymy amplitudę na każdy namalowany proces (nieskończenie dużo amplitud?)
3. Całkowita amplituda jest sumą amplitud dla poszczególnych diagramów. Trzeba uważać na efekty pochodzące z interferencji pomiędzy amplitudami.
4. Przekrój czynny zależy od kwadratu amplitudy (i od przestrzeni fazowej), problem interferencji.
5. Zakładając, że α jest mała, dominujący wkład do szeregu perturbacyjnego ma najniższy („leading order”) diagram.

Diagramy „energii własnej”

Problem pojawia się, gdy zauważymy, że elektron może nieustająco emitować i pochłaniać foton. A foton może fluktuować na parę elektron-pozyton. Wszystko wirtualnie.

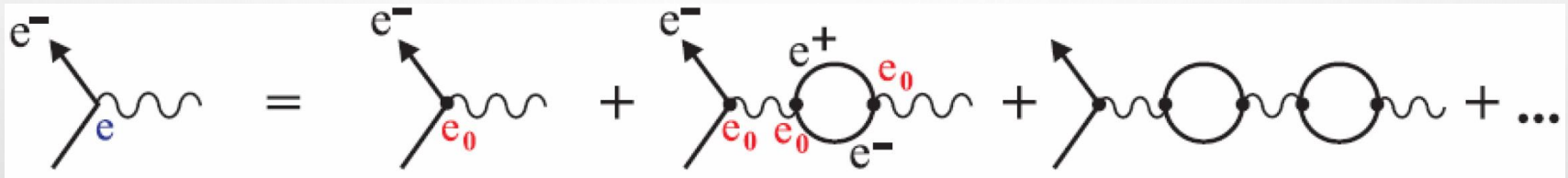


elektron emituje i pochłania wirtualną parę elektron-pozyton

KWANTOWE FLUKTUACJE prowadzą do efektów tzw. **polaryzacji próżni**.

Diagramy „energii własnej”

- Na diagramach linie elektronowe odpowiadają „gołym” elektronom, a ładunek, który jest w wierzchołku elektron – foton nazywany jest „gołym” e_0 ,
- Natomiast w każdym oddziaływaniu mamy cząstki ubrane w chmurę cząstek wirtualnych e_{exp} – diagramy „energii własnej”, czyli „samoodziaływania”, a ładunek ma charakter „efektywny”.



M.Thomson

- Skoro wymieniane są pętle leptonów, to siła oddziaływania może zależeć od ich masy (a tak nie jest)
- Element macierzowy opisujący jedną pętlę ma postać:

$$\mathcal{M} = i \left(\frac{g}{2\pi} \right)^4 \frac{1}{[(p_1 - p_3)^2 - m_C^2 c^2]^2} \int \frac{1}{[(p_1 - p_3 - q)^2 - m_A^2 c^2](q^2 - m_B^2 c^2)} d^4 q$$

- Całkowanie go jest dosyć niewdzięczne:

$$\int^{\infty} \frac{1}{q^4} q^3 dq = \ln q |^{\infty} = \infty$$

ponieważ prowadzi do logarytmicznych rozbieżności dla bardzo dużych q^2 .

Renormalizacja

- Z powodu wirtualnych pętli masa i ładunek elektronu stają się nieskończone – zgodnie z zas. nieoznaczoności, na krótką chwilę, pęd wirtualnych cząstek może być nieskończony.

$$\int \frac{dq}{q} \sim \ln q$$

- 20 lat trwało rozwiązanie tego problemu.
- Polega ono na zastosowaniu najpierw procedury regularyzacji zastosowanej przy obliczeniu powyższej całki, tzn. wprowadza się dodatkowy czynnik zawierający (bardzo dużą) masę, który powoduje, że całka dąży do 1.
- Dzięki temu całka separuje się na dwie części: w jednej są zbieżne czynniki zależne od M , w drugiej pozostaje problem – nieskończone rozbieżności w granicy $M \rightarrow \infty$.
- Okazuje się jednak, że w czynniku rozbieżnym pojawiają się dodatkowe zależności masy i sił sprzężenia:

$$M_{exp}(q^2) = m_0 + \delta_M$$

$$e_{exp}(q^2) = e_0 + \delta_e$$

- Sychologia problemu? nooooo, trochę, bo teraz δ_M i δ_e są nieskończone, ale ich różnica staje się skończona i mierzalna.
- Kolejny krok, to już tylko zrozumienie, że jesteśmy w stanie zmierzyć M_{exp} i e_{exp} w funkcji q^2 .
- Nieskończone poprawki albo obliczymy, albo.... ignorujemy.

Renormalizacja

- W ten sposób przeddefiniowaliśmy masę i ładunek elektronu, poprzez przemnożenie ich przez bezwymiarowy czynnik zawierający rozbieżną całkę, policzoną dla znanej wartości ładunku :

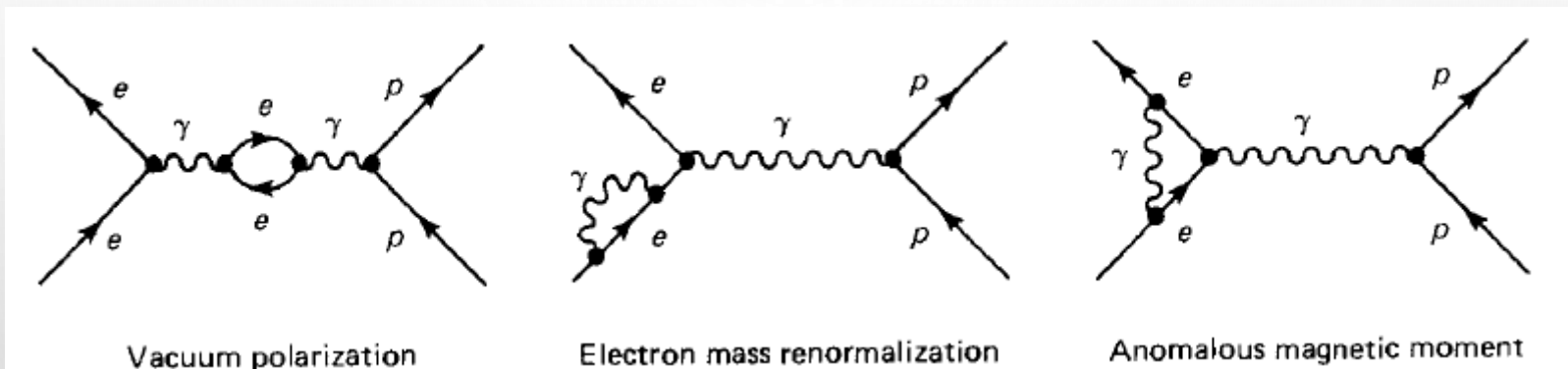
$$e_{exp}(q^2) = I(q^2) \cdot e_0$$

- zamiast „gołej” masy (i ładunku) w obliczeniach pojawiają się wartości zmierzone.
Procedura ta nazywa się: **renormalizacja**.
- Inaczej można powiedzieć, że renormalizacja jest procedurą matematyczną pozwalającą na odjęcie od nieskończonego ładunku gołego elektronu nieskończonego ładunku otaczającej go próżni, tak aby w wyniku otrzymać obserwowaną w doświadczeniach wartość skończoną.
- Teoria jest renormalizowalna wtedy, gdy nieskończoności w diagramach dowolnego rzędu (dowolnie skomplikowanych) można usunąć za pomocą skończonej liczby parametrów doświadczalnych.
- Wyjaśnione zostało przesunięcie Lamba (1947) – przesunięcie poziomów elektronu w atomie wodoru spowodowane oddziaływaniem elektronu z polem wytworzonym przez ten sam elektron.

Ceną za renormalizację jest uzależnienie pomiaru ładunki i masy od przekazu czteropędu q^2 .
Czyli „efektywny” ładunek zależy od rodzaju eksperymentu????

Poprawki wyższych rzędów

Wyjaśnione zostało przesunięcie Lamba (1947) – przesunięcie poziomów elektronu w atomie wodoru spowodowane oddziaływaniem elektronu z polem wytworzonym przez ten sam elektron.



Produkcja par elektron-pozyton prowadząca do ekranowania ładunku.

Emisja fotonu powoduje, że energia elektronu fluktuuje.

Zmiana ładunku elektronu wpływa na moment magnetyczny.

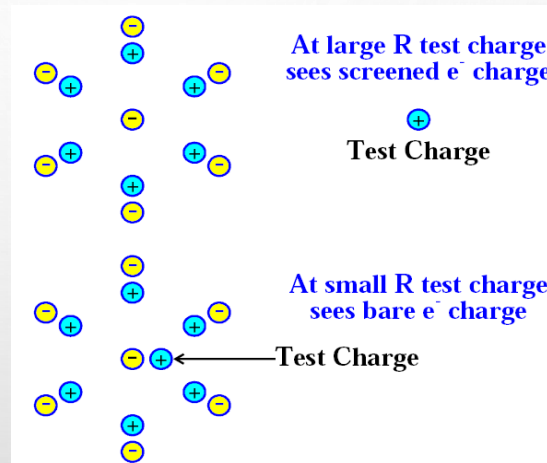
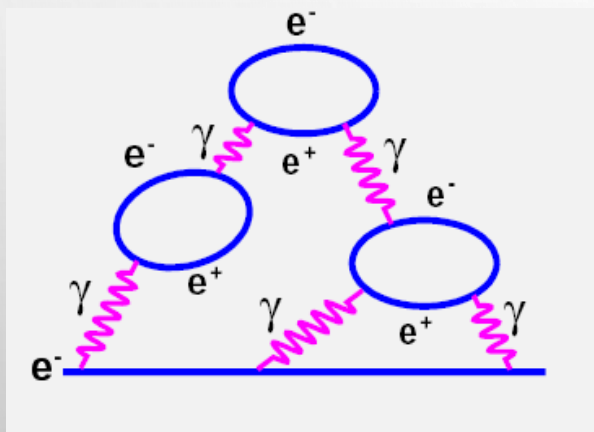
Efekty te są bardzo niewielkie, ale mierzalne!

Polaryzacja próżni

Stała sprzężenia $\alpha = \frac{e^2}{2\pi}$ określa siłę oddziaływania, ale z powodu samooddziaływania α nie jest stałą!

Rozważmy elektron – fluktuacje kwantowe prowadzą do powstania chmury wirtualnych par elektron- pozyton

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(\mu^2)}{1 - \alpha(\mu^2) \frac{1}{3\pi} \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)}$$



- próżnia zachowuje się jak dielektryk, pary są spolaryzowane,
- przy dużych odległościach - „goły” ładunek jest ekranowany,
- pojawia się problem pomiaru ładunku

Biegąca stała sprzężenia

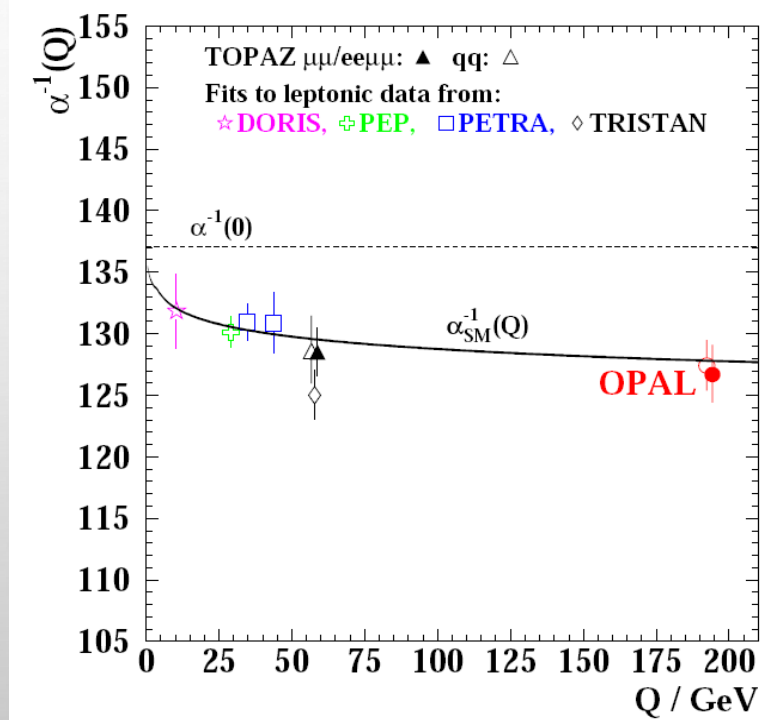
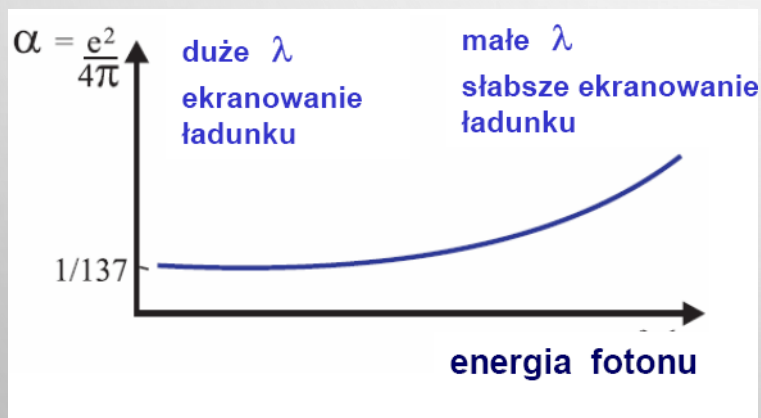
- Stałą sprzężenia α wyznacza się eksperymentalnie w zależności od q^2 .
- Duże q^2 oznacza wysoką energię próbkującego fotonu i jego krótszą długość fali.

Daje to próbkowanie z mniejszej odległości – foton widzi większy ładunek elektronu (wkład od polaryzacji próżni jest mniejszy)

α rośnie (b. powoli) w miarę zbliżania się do gołego ładunku (i wzrostu q^2)

gdy $q^2 \rightarrow 0$ (duże odległości) - $\alpha = 1/137$,

przy $q^2 = (100 \text{ GeV})^2 = m^2(Z^0)$ $\alpha(m_{Z^0}) = 1/128$



Moment magnetyczny

- Moment magnetyczny cząstki zależy od jej ładunku, a dla punkowego ładunku o spinie 1/2: $g=2$ (Dirac)
- Skoro ładunek zależy od biegnącej stałej – moment również.
- Ale moment magnetyczny można bardzo dokładnie zmierzyć – badając jego oddziaływanie z polem magnetycznym.
- Jednocześnie teoretycy z wysoką precyzją liczą poprawki wyższych rzędów w QED, łącznie z wymianą ciężkich cząstek, itp.
- Otrzymany wynik:

$$g = 2 + \frac{\alpha}{\pi} - 0.32848 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + \dots$$

$$\frac{g - 2}{2} = (1159652307 \pm 110) \times 10^{-12} \quad \text{wynik teoretyczny}$$

$$(1159652193 \pm 10) \times 10^{-12} \quad \text{wartość doświadczalna}$$

oznacza wniosek, że QED jest bardzo precyzyjną teorią oddziaływań elektromagnetycznych.

Podsumowanie

WNIOSEK I: Właściwa teoria:

opisuje dotychczasowe wyniki doświadczalne,
pozwała przewidywać nowe efekty, które są jej weryfikacją.

Elektrodynamika kwantowa:

- I. Jest to kwantowa teoria oddziaływań elektromagnetycznych.
- II. Opisuje oddziaływanie jako wymianę wirtualnych bozonów pośredniczących.
- III. Oparta o perturbacyjny rachunek zaburzeń, którego coraz wyższe rzędy znajdują potwierdzenie w coraz bardziej precyzyjnych wynikach doświadczalnych.
- IV. Przewidziane przez QED efekty kwantowej polaryzacji próżni zostały zmierzone w doświadczeniu:
biegnąca stała sprzężenia,
moment magnetyczny elektronu.
- V. Nie ma żadnych wyników niezgodnych z QED.
- VI. Struktura QED posłużyła jako wzór dla kwantowej teorii oddziaływań silnych oraz słabych.
- VII. Próbuje się stworzyć również kwantową teorię oddziaływań grawitacyjnych.