

Wszechświat Cząstek Elementarnych dla Humanistów

Diagramy Feynmana

Aleksander Filip Żarnecki

Wykład ogólnouniwersytecki



14 listopada 2023

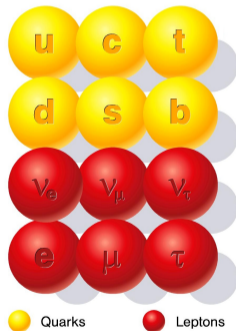
- 1 Budowa materii (przypomnienie)
- 2 Diagramy Feynmana
- 3 Amplituda rozpraszania
- 4 Rachunek zaburzeń
- 5 Renormalizacja

- 1 Budowa materii (przypomnienie)
- 2 Diagramy Feynmana
- 3 Amplituda rozpraszania
- 4 Rachunek zaburzeń
- 5 Renormalizacja

Cząstki fundamentalne

Cząstki, które obecnie uważamy za **fundamentalne** (punktowe i niepodzielne) w ramach tzw. **Modelu Standardowego fizyki cząstek**

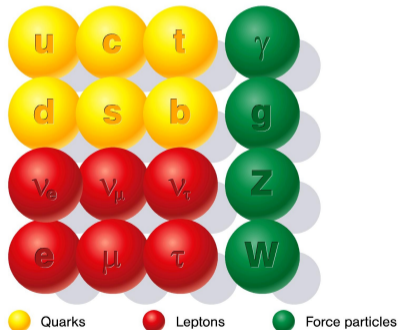
- cząstki materii
kwarki i leptony



Cząstki fundamentalne

Cząstki, które obecnie uważamy za **fundamentalne** (punktowe i niepodzielne) w ramach tzw. **Modelu Standardowego fizyki cząstek**

- cząstki materii
kwarki i leptony
- nośniki oddziaływań
 γ , g , W^\pm i Z^0

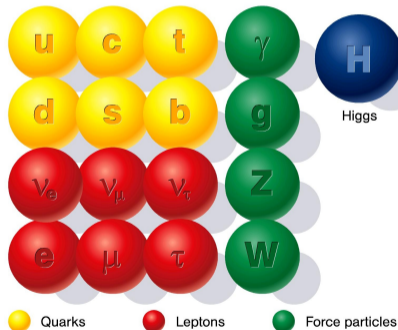


Cząstki fundamentalne

Cząstki, które obecnie uważamy za **fundamentalne** (punktowe i niepodzielne) w ramach tzw. **Modelu Standardowego fizyki cząstek**

- cząstki materii
kwarki i leptony
- nośniki oddziaływań
 γ , g , W^\pm i Z^0
- bozon Higgsa
konieczny dla spójności modelu

“Nadaje masy”
wszystkim cząstkom



Bozony

“Cegiełki” materii oddziałują ze sobą poprzez wymianę **nośników oddziaływań**

Nośnik oddziaływania **przekazuje część energii i/lub pędu** jednej cząstki drugiej cząstce

<i>oddziaływanie</i>	<i>źródło</i>	<i>nośnik</i>	<i>sprzęga</i>
elektromag.	ładunek	foton γ	cząstki naładowane
silne	kolor	gluony g	kwarki
słabe	“ładunek słaby”	bozony W^{\pm}, Z^0 pośredniczące	wszystkie fermiony

Bozony

“Cegielki” materii oddziałują ze sobą poprzez wymianę **nośników oddziaływań**

Nośnik oddziaływania **przekazuje część energii i/lub pędu** jednej cząstki drugiej cząstce

<i>oddziaływanie</i>	<i>źródło</i>	<i>nośnik</i>	<i>sprzęga</i>
elektromag.	ładunek	foton γ	cząstki naładowane
silne	kolor	gluony g	kwarki
słabe	“ładunek słaby”	bozony W^{\pm}, Z^0 pośredniczące	wszystkie fermiony

Foton może się także sprzęgać do bozonów W^{\pm} (niosą ładunek).

Bozony

“Cegielki” materii oddziałują ze sobą poprzez wymianę **nośników oddziaływań**

Nośnik oddziaływania **przekazuje część energii i/lub pędu** jednej cząstki drugiej cząstce

<i>oddziaływanie</i>	<i>źródło</i>	<i>nośnik</i>	<i>sprzęga</i>
elektromag.	ładunek	foton γ	cząstki naładowane
silne	kolor	gluony g	kwarki
słabe	“ładunek słaby”	bozony pośredniczące W^{\pm}, Z^0	wszystkie fermiony

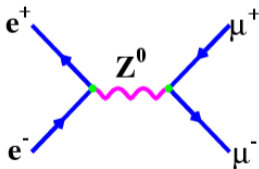
Foton może się także sprzęgać do bozonów W^{\pm} (niosą ładunek).

W oddziaływaniach silnych i słabych dodatkowo pojawiają się oddziaływania między nośnikami!

Omawiając różne **procesy**, jakie obserwujemy w fizyce cząstek obrazujemy je często przy pomocy **diagramów**:

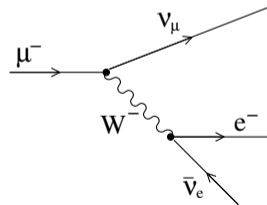
Najprostszy przypadek zderzenia:
 anihilacja elektron-pozyton

$$e^+ e^- \longrightarrow \mu^+ \mu^-$$



Rozpad mionu
 w modelu Weinberg'a-Salam'a

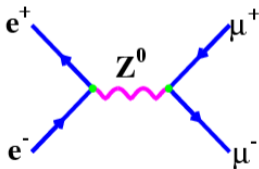
$$\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$



Omawiając różne **procesy**, jakie obserwujemy w fizyce cząstek obrazujemy je często przy pomocy **diagramów**:

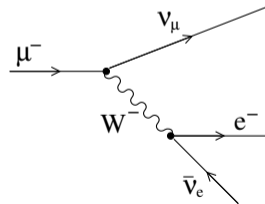
Najprostszy przypadek zderzenia:
anihilacja elektron-pozyton

$$e^+ e^- \longrightarrow \mu^+ \mu^-$$



Rozpad mionu
w modelu Weinberg'a-Salam'a

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$



Jak należy rozumieć tego typu diagramy? Czy to tylko ładne rysunki, czy może coś więcej?...

- 1 Budowa materii (przypomnienie)
- 2 Diagramy Feynmana**
- 3 Amplituda rozpraszania
- 4 Rachunek zaburzeń
- 5 Renormalizacja

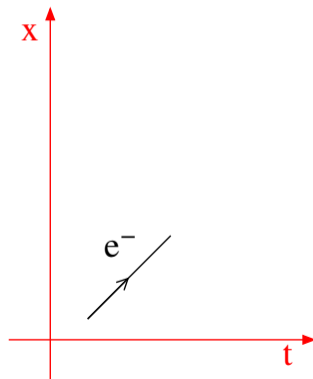
Tzw. diagramy Feynmana są bardzo przydatnym narzędziem w teorii cząstek i oddziaływań fundamentalnych... **Ale musimy je rysować według ściśle określonych reguł!**

Konwencja

Diagram obrazuje (względny) ruch cząstek
zależność położenia od czasu

Przykład:

- poruszający się elektron



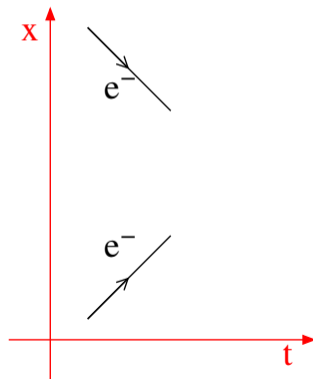
Tzw. diagramy Feynmana są bardzo przydatnym narzędziem w teorii cząstek i oddziaływań fundamentalnych... **Ale musimy je rysować według ściśle określonych reguł!**

Konwencja

Diagram obrazuje (względny) ruch cząstek
zależność położenia od czasu

Przykład:

- poruszający się elektron
- napotyka drugi elektron poruszający się w przeciwną stronę



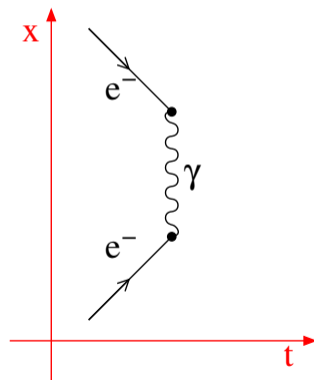
Tzw. diagramy Feynmana są bardzo przydatnym narzędziem w teorii cząstek i oddziaływań fundamentalnych... **Ale musimy je rysować według ściśle określonych reguł!**

Konwencja

Diagram obrazuje (względny) ruch cząstek
zależność położenia od czasu

Przykład:

- poruszający się elektron
- napotyka drugi elektron poruszający się w przeciwną stronę
- oddziałują wymieniając foton



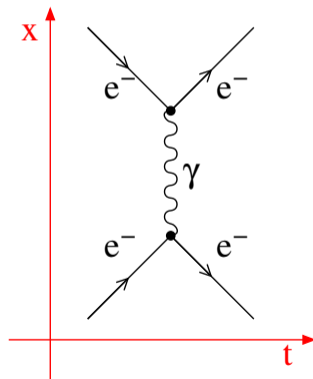
Tzw. diagramy Feynmana są bardzo przydatnym narzędziem w teorii cząstek i oddziaływań fundamentalnych... **Ale musimy je rysować według ściśle określonych reguł!**

Konwencja

Diagram obrazuje (względny) ruch cząstek
zależność położenia od czasu

Przykład:

- poruszający się elektron
- napotyka drugi elektron poruszający się w przeciwną stronę
- oddziałują wymieniając foton
- wymieniając pęd zmieniają kierunek swojego ruchu, następnie oddalają się od siebie



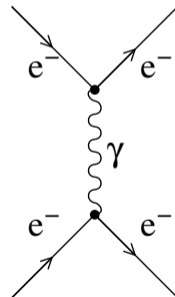
Tzw. diagramy Feynmana są bardzo przydatnym narzędziem w teorii cząstek i oddziaływań fundamentalnych... **Ale musimy je rysować według ściśle określonych reguł!**

Konwencja

Diagram obrazuje (względny) ruch cząstek
zależność położenia od czasu

Przykład:

- poruszający się elektron
- napotyka drugi elektron poruszający się w przeciwną stronę
- oddziałują wymieniając foton
- wymieniając pęd zmieniają kierunek swojego ruchu, następnie oddalają się od siebie



“Elementarz” przykład dla oddziaływań elektronów i fotonów



Linia fermionowa: elektron

“Elementarz” przykład dla oddziaływań elektronów i fotonów



Linia fermionowa: elektron



- w stanie początkowym (przed oddziaływaniem)



- w stanie końcowym (po oddziaływaniu)

kropka (●) oznacza tzw. wierzchołek, czyli moment/punkt gdy elektron oddziałuje - emituje lub pochłania wymieniany foton

“Elementarz” przykład dla oddziaływań elektronów i fotonów



Linia fermionowa: elektron lub **pozyton**



- w stanie początkowym (przed oddziaływaniem)



- w stanie końcowym (po oddziaływaniu)



- **pozyton** w stanie początkowym



- **pozyton** w stanie końcowym

strzałkę na linii pozytonowej rysujemy w kierunku przeciwnym do zwrotu osi czasu (więcej za chwilę)

“Elementarz” przykład dla oddziaływań elektronów i fotonów



Linia fermionowa: elektron lub **pozyton**



- w stanie początkowym (przed oddziaływaniem)



- w stanie końcowym (po oddziaływaniu)



- **pozyton** w stanie początkowym



- **pozyton** w stanie końcowym



- wirtualny/wymieniany elektron lub pozyton (linia wewnętrzna)

“Elementarz” przykład dla oddziaływań elektronów i fotonów



Linia fermionowa: elektron lub **pozyton**



- w stanie początkowym (przed oddziaływaniem)



- w stanie końcowym (po oddziaływaniu)



- **pozyton** w stanie początkowym



- **pozyton** w stanie końcowym



- wirtualny/wymieniany elektron lub pozyton (linia wewnętrzna)



Linia bozonowa: foton



- w stanie początkowym



- w stanie końcowym



- wymieniany między cząstkami

Cząstki rzeczywiste

Cząstki, które występują (także na diagramie) w stanie początkowym lub w stanie końcowym, są obiektami fizycznymi, które można zmierzyć.

⇒ muszą mieć wszystkie własności danego typu cząstki

Cząstki rzeczywiste

Cząstki, które występują (także na diagramie) w stanie początkowym lub w stanie końcowym, są obiektami fizycznymi, które można zmierzyć.

⇒ muszą mieć wszystkie własności danego typu cząstki

W szczególności muszą spełniać zależność między energią, pędem i masą, którą narzuca Szczególna Teoria Względności:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

o cząstkach takich mówimy też, że są **na powłoce masy**

Cząstki rzeczywiste

Cząstki, które występują (także na diagramie) w stanie początkowym lub w stanie końcowym, są obiektami fizycznymi, które można zmierzyć.

⇒ muszą mieć wszystkie własności danego typu cząstki

W szczególności muszą spełniać zależność między energią, pędem i masą, którą narzuca Szczególna Teoria Względności:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

o cząstkach takich mówimy też, że są **na powłóce masy**

W przypadku **fotonu** wiemy, że nie ma on masy, więc $E^2 = p^2 c^2$ Energia \sim pęd

można też wprowadzić zmienną (**wirtualność fotonu**) $q^2 \equiv E^2 - p^2 c^2$,

która dla rzeczywistego fotonu musi być zerowa, $q^2 = 0$

Cząstki wirtualne

Cząstki, które **łączą na diagramie dwa wierzchołki** nazywamy cząstkami wirtualnymi.
Cząstek takich nie obserwujemy w doświadczeniu.

Cząstki wirtualne

Cząstki, które **łączą na diagramie dwa wierzchołki** nazywamy cząstkami wirtualnymi.
Cząstek takich nie obserwujemy w doświadczeniu.

Ponieważ proces wymiany może trwać dowolnie krótko ich masa nie jest ustalona. Wartość:

$$q^2 \equiv E^2 - p^2 c^2$$

nazywamy wirtualnością cząstki. Dla cząstek wirtualnych (na ogół)

$$q^2 \neq m^2 c^4$$

⇒ mówimy, że cząstki te są **poza powłoką masy**

Cząstki wirtualne

Cząstki, które **łączą na diagramie dwa wierzchołki** nazywamy cząstkami wirtualnymi. Cząstek takich nie obserwujemy w doświadczeniu.

Ponieważ proces wymiany może trwać dowolnie krótko ich masa nie jest ustalona. Wartość:

$$q^2 \equiv E^2 - p^2 c^2$$

nazywamy wirtualnością cząstki. Dla cząstek wirtualnych (na ogół)

$$q^2 \neq m^2 c^4$$

⇒ mówimy, że cząstki te są **poza powłoką masy**

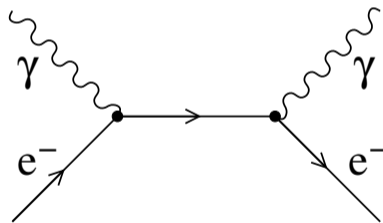
Wirtualność q^2 może być zarówno większa jak i mniejsza od $m^2 c^4$. Zależy to od procesu...
“Przekaz czteropędu” w opisie rozpraszania (wykład 5), to wartość wirtualności fotonu, $Q^2 = |q^2|$

Diagramy skrzyżowane

Na poprawnie narysowany diagram, możemy patrzeć “z każdej strony”. [Możemy go obracać!](#)

Rozpraszanie Comptona

$$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$$



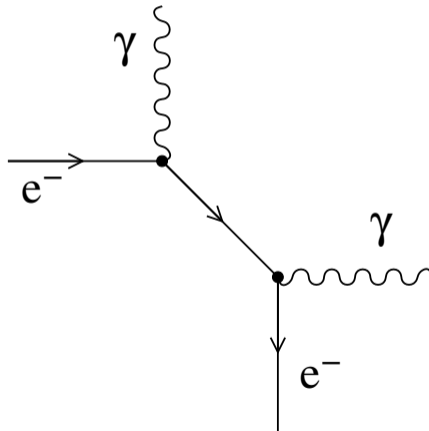
Diagramy skrzyżowane

Na poprawnie narysowany diagram, możemy patrzeć “z każdej strony”. [Możemy go obracać!](#)

Rozpraszanie Comptona



Jeśli obrócimy diagram...



Diagramy skrzyżowane

Na poprawnie narysowany diagram, możemy patrzeć “z każdej strony”. Możemy go obracać!

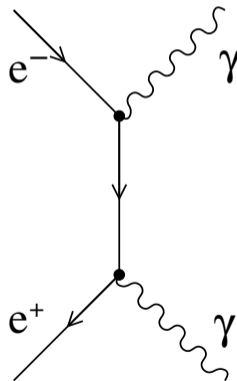
Rozpraszanie Comptona

$$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma$$

Jeśli obrócimy diagram...

Anihilacja elektron-pozyton

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$$



Wychodzący elektron zamienia się na wchodzący pozyton !!!

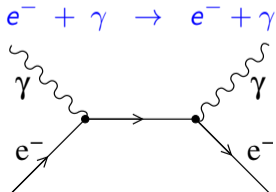
Zasady zachowania

Konwencja, zgodnie z którą kierunek strzałki na linii fermionowej jest **przeciwny dla antycząstek**, ma głębokie uzasadnienie i bardzo pomaga w prawidłowym rysowaniu diagramów.

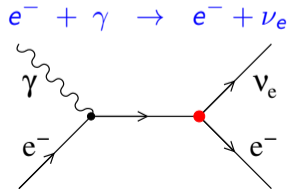
Strzałka wskazuje kierunek “przepływu” liczb kwantowych cząstki (ładunku, liczby leptonowej, dziwności itp.)

W każdym wierzchołku diagramu musimy mieć tyle samo wchodzących co wychodzących linii fermionowych! Dzięki temu od razu wiemy czy jest zgodny z zasadami zachowania...

Dozwolone:



Zabronione:

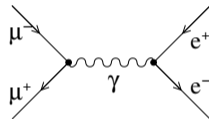
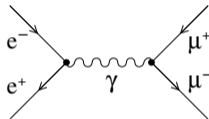


Diagramy skrzyżowane

Wszystkie poniższe procesy opisuje ten sam diagram! Jeśli może zajść jedna z tych reakcji, wtedy wszystkie “obrócone” są też dozwolone. Prawdopodobieństwa ich zajścia są powiązane...

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

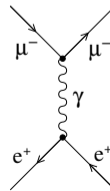
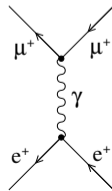
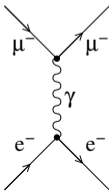
$$\mu^+ \mu^- \rightarrow e^+ e^-$$



$$e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$$

$$e^+ \mu^+ \rightarrow e^+ \mu^+$$

$$e^+ \mu^- \rightarrow e^+ \mu^-$$



Diagramy skrzyżowane

Wszystkie poniższe procesy opisuje ten sam diagram! Jeśli może zajść jedna z tych reakcji, wtedy wszystkie “obrócone” są też dozwolone. Prawdopodobieństwa ich zajścia są powiązane...

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

$$\mu^+ \mu^- \rightarrow e^+ e^-$$

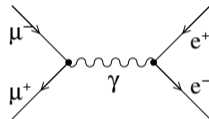
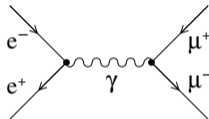
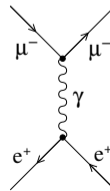
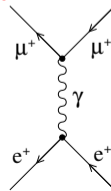
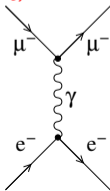


Diagram możemy dowolnie odbijać i obracać. Cząstkę (antycząstkę) ze stanu początkowego możemy zawsze zamienić na antycząstkę (cząstkę) w stanie końcowym i na odwrót...

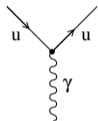
$$e^- \mu^- \rightarrow e^- \mu^-$$

$$e^+ \mu^+ \rightarrow e^+ \mu^+$$

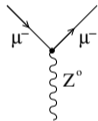
$$e^+ \mu^- \rightarrow e^+ \mu^-$$



Wierzchołki dla innych oddziaływań

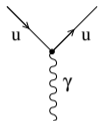


Dla oddziaływań elektromagnetycznych nie może nastąpić zmiana zapachu (ani ładunku) fermionu.

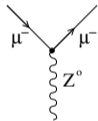


Podobnie w przypadku oddziaływań słabych z wymianą Z^0 (nie istnieją prądy neutralne zmieniające zapach).

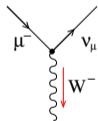
Wierzchołki dla innych oddziaływań



Dla oddziaływań elektromagnetycznych nie może nastąpić zmiana zapachu (ani ładunku) fermionu.

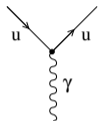


Podobnie w przypadku oddziaływań słabych z wymianą Z^0 (nie istnieją prądy neutralne zmieniające zapach).

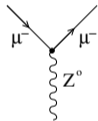


Natomiast wymiana W^\pm wiąże się ze zmianą zapachu w ramach dubletów cząstek (patrz wykład 6).

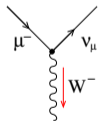
Wierzchołki dla innych oddziaływań



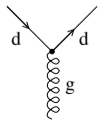
Dla oddziaływań elektromagnetycznych nie może nastąpić zmiana zapachu (ani ładunku) fermionu.



Podobnie w przypadku oddziaływań słabych z wymianą Z^0 (nie istnieją prądy neutralne zmieniające zapach).

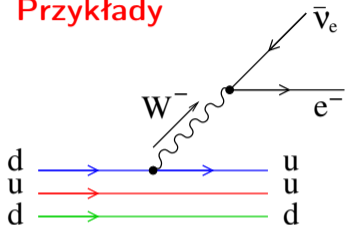


Natomiast wymiana W^\pm wiąże się ze zmianą zapachu w ramach dubletów cząstek (patrz wykład 6).

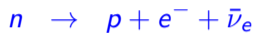


W oddziaływaniach silnych (wymiana gluonu) nie ma zmiany zapachu, zmienia się natomiast kolor kwarku...

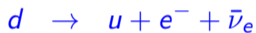
Przykłady



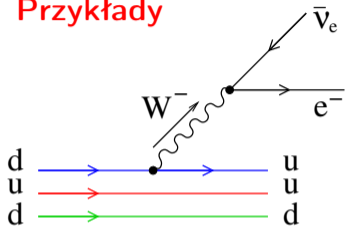
Rozpad neutronu:



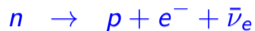
na poziomie kwarkowym:



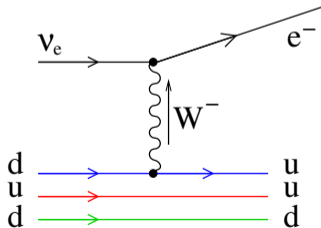
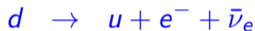
Przykłady



Rozpad neutronu:



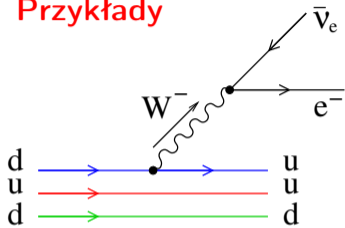
na poziomie kwarkowym:



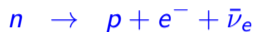
Jest opisany tym samym diagramem co oddziaływanie neutrina:



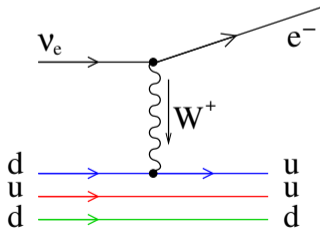
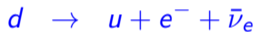
Przykłady



Rozpad neutronu:



na poziomie kwarkowym:

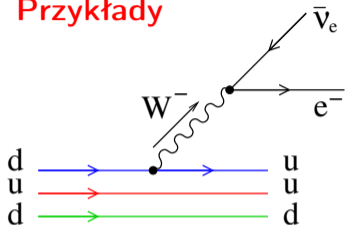


Jest opisany tym samym diagramem co oddziaływanie neutrino:

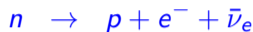


Znak wymienianego W jest w tym przypadku umowny...

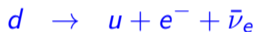
Przykłady



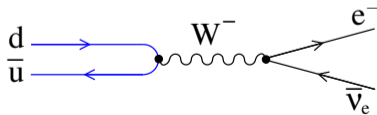
Rozpad neutronu:



na poziomie kwarkowym:

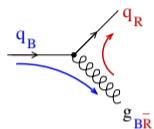


Jest opisany tym samym diagramem co rozpad pionu:



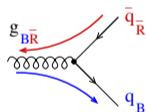
Prawdopodobieństwa wszystkich procesów są ze sobą ściśle powiązane...

Przeptyw koloru dla oddziaływań silnych



Cechą szczególną oddziaływań silnych jest to, że gluon niesie ładunek kolorowy: kolor + antykolor. **Kwark emitując gluon zmienia swój kolor!**

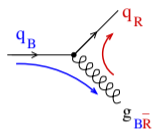
$$q_B \rightarrow q_R + g_{B\bar{R}}$$



Podobnie gluon (wirtualny) może zmienić się (konwertować) w parę kwarków. Mają one różne kolory, bo początkowy gluon nie jest "biały":

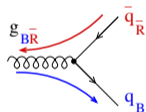
$$g_{B\bar{R}} \rightarrow q_B + \bar{q}_{\bar{R}}$$

Przeptyw koloru dla oddziaływań silnych



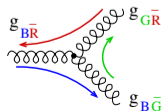
Cechą szczególną oddziaływań silnych jest to, że gluon niesie ładunek kolorowy: kolor + antykolor. **Kwark emitujący gluon zmienia swój kolor!**

$$q_B \rightarrow q_R + g_{B\bar{R}}$$



Podobnie gluon (wirtualny) może zmienić się (konwertować) w parę kwarków. Mają one różne kolory, bo początkowy gluon nie jest "biały":

$$g_{B\bar{R}} \rightarrow q_B + \bar{q}_{\bar{R}}$$



Gluon może także "rozszczyć się" na dwa gluony.

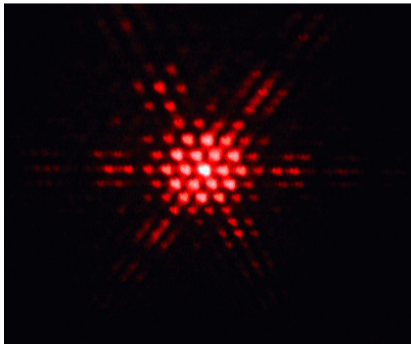
Ładunek kolorowy musi być w każdym wierzchołku zachowany !!!

- 1 Budowa materii (przypomnienie)
- 2 Diagramy Feynmana
- 3 Amplituda rozpraszania**
- 4 Rachunek zaburzeń
- 5 Renormalizacja

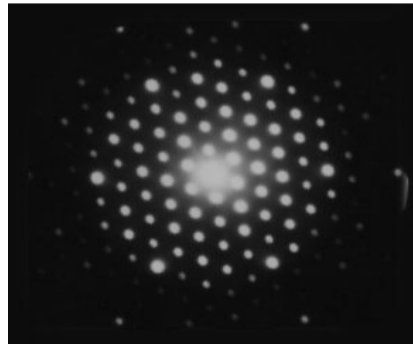
W roku 1923 Louis de Broglie wysunął hipotezę, że **wszystkie cząstki** powinny przejawiać własności **falowe**! **Jeśli tylko będziemy się im przyglądać na odpowiednio małych skalach...**

Dyfrakcja na strukturach heksagonalnych dla

Światła



Elektronów



Mechanika klasyczna

Jeśli znamy **dokładnie** początkowe **położenia** i **prędkości** wszystkich elementów układu (np. **planet w Układzie Słonecznym**) potrafimy jednoznacznie **przewidzieć** w jego stan w **przyszłości**.

Mechanika klasyczna

Jeśli znamy **dokładnie** początkowe **położenia** i **prędkości** wszystkich elementów układu (np. **planet w Układzie Słonecznym**) potrafimy jednoznacznie **przewidzieć** w jego stan w **przyszłości**.

Mechanika kwantowa

Ruch cząstki to rozchodzenie się **“fali prawdopodobieństwa”** Falę opisuje tzw. funkcja falowa $\psi(\vec{r}, t)$, której ewolucję potrafimy opisać odpowiednimi równaniami (np. r. Schrödingera, 1925)

Mechanika klasyczna

Jeśli znamy **dokładnie** początkowe **położenia** i **prędkości** wszystkich elementów układu (np. **planet w Układzie Słonecznym**) potrafimy jednoznacznie **przewidzieć** w jego stan w **przyszłości**.

Mechanika kwantowa

Ruch cząstki to rozchodzenie się “**fali prawdopodobieństwa**” Falę opisuje tzw. funkcja falowa $\psi(\vec{r}, t)$, której ewolucję potrafimy opisać odpowiednimi równaniami (np. r. Schrödingera, 1925)

Kwadrat amplitudy funkcji falowej daje nam **prawdopodobieństwo** znalezienia cząstki w danym miejscu i danej chwili czasu $p = |\psi(\vec{r}, t)|^2$

Mechanika klasyczna

Jeśli znamy **dokładnie** początkowe **położenia** i **prędkości** wszystkich elementów układu (np. **planet w Układzie Słonecznym**) potrafimy jednoznacznie **przewidzieć** w jego stan w **przeszłości**.

Mechanika kwantowa

Ruch cząstki to rozchodzenie się "**fali prawdopodobieństwa**" Falę opisuje tzw. funkcja falowa $\psi(\vec{r}, t)$, której ewolucję potrafimy opisać odpowiednimi równaniami (np. r. Schrödingera, 1925)

Kwadrat amplitudy funkcji falowej daje nam **prawdopodobieństwo** znalezienia cząstki w danym miejscu i danej chwili czasu $p = |\psi(\vec{r}, t)|^2$

Dopiero dedykowany **pomiar** może rozstrzygnąć gdzie znajduje się cząstka.
Wcześniej możemy tylko "zgadywać"... (kot Schrödingera)

Mechanika klasyczna

Jeśli znamy **dokładnie** początkowe **położenia** i **prędkości** wszystkich elementów układu (np. **planet w Układzie Słonecznym**) potrafimy jednoznacznie **przewidzieć** w jego stan w **przyszłości**.

Mechanika kwantowa

Ruch cząstki to rozchodzenie się “**fali prawdopodobieństwa**” Falę opisuje tzw. funkcja falowa $\psi(\vec{r}, t)$, której ewolucję potrafimy opisać odpowiednimi równaniami (np. r. Schrödingera, 1925)

Kwadrat amplitudy funkcji falowej daje nam **prawdopodobieństwo** znalezienia cząstki w danym miejscu i danej chwili czasu
$$p = |\psi(\vec{r}, t)|^2$$

Dopiero dedykowany **pomiar** może rozstrzygnąć gdzie znajduje się cząstka.
Wcześniej możemy tylko "zgadywać"... (kot Schrödingera)

“Rozmycie” funkcji falowej powoduje też, że nie możemy **dowolnie dokładnie** poznać stanu cząstki, np. jednocześnie zmierzyć jej położenie i pęd - **zasada nieoznaczoności**.

Prawdopodobieństwo reakcji

Podobnie jak w przypadku opisu zachowania pojedynczej cząstki, mechanika kwantowa (ściślej: kwantowe teorie pola) pozwala opisać oddziaływania cząstek fundamentalnych.

Zderzając cząstki nigdy nie możemy przewidzieć jaka reakcja zajdzie, możemy wyłącznie policzyć prawdopodobieństwo zajścia danego procesu.

Prawdopodobieństwo reakcji

Podobnie jak w przypadku opisu zachowania pojedynczej cząstki, mechanika kwantowa (ściślej: kwantowe teorie pola) pozwala opisać oddziaływania cząstek fundamentalnych.

Zderzając cząstki nigdy nie możemy przewidzieć jaka reakcja zajdzie, możemy wyłącznie policzyć prawdopodobieństwo zajścia danego procesu.

Prawdopodobieństwo przejścia od zadanego stanu początkowego i do stanu końcowego f zależy od kwadratu amplitudy odpowiedniego procesu

$$P_{i \rightarrow f} \sim \left| \mathcal{M}_{if} \right|^2$$

Prawdopodobieństwo reakcji

Podobnie jak w przypadku opisu zachowania pojedynczej cząstki, mechanika kwantowa (ściślej: kwantowe teorie pola) pozwala opisać oddziaływania cząstek fundamentalnych.

Zderzając cząstki nigdy nie możemy przewidzieć jaka reakcja zajdzie, możemy wyłącznie policzyć prawdopodobieństwo zajścia danego procesu.

Prawdopodobieństwo przejścia od zadanego stanu początkowego i do stanu końcowego f zależy od kwadratu amplitudy odpowiedniego procesu

$$P_{i \rightarrow f} \sim \left| \sum_{\text{procesy}} \mathcal{M}_{if} \right|^2$$

W przypadku gdy możliwych jest kilka procesów prowadzących do tego samego stanu końcowego, należy dodać ich amplitudy.

Prawdopodobieństwo reakcji

Podobnie jak w przypadku opisu zachowania pojedynczej cząstki, mechanika kwantowa (ściślej: kwantowe teorie pola) pozwala opisać oddziaływania cząstek fundamentalnych.

Zderzając cząstki nigdy nie możemy przewidzieć jaka reakcja zajdzie, możemy wyłącznie policzyć prawdopodobieństwo zajścia danego procesu.

Prawdopodobieństwo przejścia od zadanego stanu początkowego i do stanu końcowego f zależy od kwadratu amplitudy odpowiedniego procesu

$$P_{i \rightarrow f} \sim \sum_f \left| \sum_{\text{procesy}} \mathcal{M}_{if} \right|^2$$

W przypadku gdy możliwych jest kilka procesów prowadzących do tego samego stanu końcowego, należy dodać ich amplitudy. W przypadku gdy uwzględniamy różne możliwe stany końcowe (np. produkcja różnych zapachów kwarków) należy dodać kwadraty amplitud.

Diagramy Feynmana

Diagramy Feynmana nie są wyłącznie “ilustracją” przebiegu danego procesu.

Dają nam one także ścisłe reguły liczenia odpowiednich amplitud!

Diagramy Feynmana

Diagramy Feynmana nie są wyłącznie “ilustracją” przebiegu danego procesu.

Dają nam one także ścisłe reguły liczenia odpowiednich amplitud!

Każdemu elementowi diagramu

- wierzchołkom oddziaływania
- liniom wewnętrznym (tzw. propagatorom)
- liniom zewnętrznym (cząstki stanu początkowego i końcowego)

przyporządkujemy odpowiednie wyrażenie algebraiczne, zależne od rodzaju oddziaływania, typu cząstki, jej parametrów (ładunku, energii, pędu, polaryzacji) itp.

Diagramy Feynmana

Diagramy Feynmana nie są wyłącznie “ilustracją” przebiegu danego procesu.

Dają nam one także ścisłe reguły liczenia odpowiednich amplitud!

Każdemu elementowi diagramu

- wierzchołkom oddziaływania
- liniom wewnętrznym (tzw. propagatorom)
- liniom zewnętrznym (cząstki stanu początkowego i końcowego)

przyporządkujemy odpowiednie wyrażenie algebraiczne, zależne od rodzaju oddziaływania, typu cząstki, jej parametrów (ładunku, energii, pędu, polaryzacji) itp.

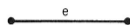
Następnie musimy tylko pracowicie przekształcić otrzymane wyrażenie na amplitudę, żeby dostać interesujący nas wynik. Dla najprostszych procesów można to zrobić na kartce papieru. Dla bardziej skomplikowanych mamy dedykowane programy komputerowe...

Diagramy Feynmana


zestaw reguł dla
Modelu Standardowego

F.Haltzen, A.D.Martin,
Quarks and Leptons

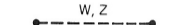




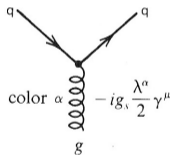
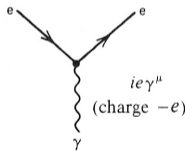
$$\frac{i}{(\not{p} - m)}$$



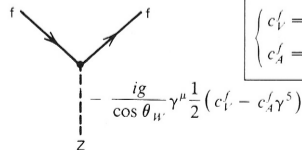
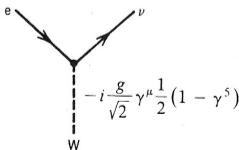
$$\frac{-ig_{\mu\nu}}{p^2}$$



$$\frac{-i(g_{\mu\nu} - p_\mu p_\nu / M^2)}{p^2 - M^2}$$



$$\left\{ \begin{aligned} \alpha_s &= \frac{g_s^2}{4\pi} \\ &= \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log(Q^2/\Lambda^2)} \end{aligned} \right.$$

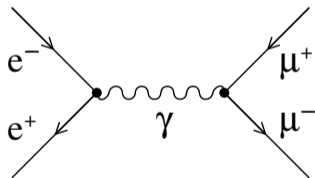


$$\left\{ \begin{aligned} c_V^f &= T_f^3 - 2\sin^2\theta_W Q_f \\ c_A^f &= T_f^3 \end{aligned} \right.$$

Przykład oszacowanie zależności od energii zderzenia

Proces

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$$



Do amplitudy procesu wliczamy:

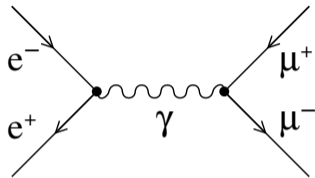
- dwa wierzchołki: nie zależą od energii
sprężenie fotonu proporcjonalne do ładunku fermionu q_f
- propagator fotonu: $\sim 1/E^2$
- zewnętrzne fermiony: $\sim \sqrt{E}$

Ostatecznie okazuje się, że amplituda nie zależy od energii:

$$\mathcal{M}_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} \sim \frac{1}{E^2} (\sqrt{E})^4 q_e q_\mu = q_e q_\mu$$

Ostatecznie prawdopodobieństwo reakcji (przekrój czynny) maleje jak $\sim 1/E^2$ bo dochodzi czynnik związany z kinematyką procesu zderzenia cząstek...

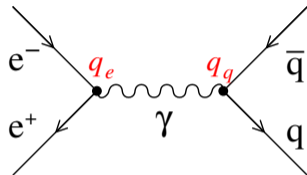
Przykład



W wyniku anihilacji elektron-pozyton mogą powstawać miony

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$$

Przykład

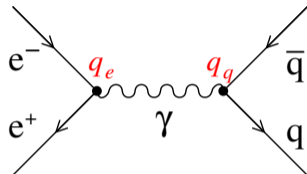


W wyniku anihilacji elektron-pozyton mogą też powstawać kwarki

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$$

Czego powstanie więcej, mionów czy kwarków?

Przykład



W wyniku anihilacji elektron-pozyton mogą też powstawać kwarki

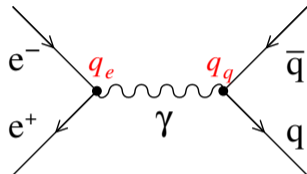
$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$$

Czego powstanie więcej, mionów czy kwarków?

Dla produkcji kwarków, zmienia się ładunek w jednym z wierzchołków:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{|\mathcal{M}_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}}|^2}{|\mathcal{M}_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}|^2} = \frac{q_e^2 q_q^2}{q_e^2 q_\mu^2} = \frac{q_q^2}{q_\mu^2}$$

Przykład



W wyniku anihilacji elektron-pozyton mogą też powstawać kwarki

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$$

Czego powstanie więcej, mionów czy kwarków?

Dla produkcji kwarków, zmienia się ładunek w jednym z wierzchołków:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{|\mathcal{M}_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}}|^2}{|\mathcal{M}_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}|^2} = \frac{q_e^2 q_q^2}{q_e^2 q_\mu^2} = \frac{q_q^2}{q_\mu^2}$$

czyli pojedynczy kwark produkowany jest rzadziej niż mion ($q_q = \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}$)...

Przykład

W doświadczeniu nie rozróżniamy (na ogół) zapachów kwarków. Oczekujemy więc ($q_\mu^2 = 1$):

$$R = \sum_q q_q^2 = \frac{2}{3} (u, d, s) \text{ lub } \frac{10}{9} (u, d, s, c) \text{ lub } \frac{11}{9} (u, d, s, c, b)$$

zależnie od energii zderzenia (zapachów kwarków, które mogą być wyprodukowane).

Przykład

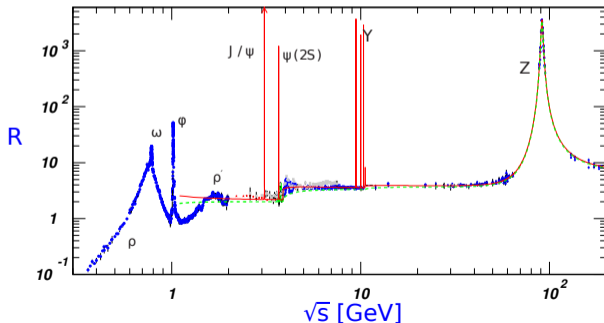
W doświadczeniu nie rozróżniamy (na ogół) zapachów kwarków. Oczekujemy więc ($q_\mu^2 = 1$):

$$R = \sum_q q_q^2 = \frac{2}{3} (u, d, s) \text{ lub } \frac{10}{9} (u, d, s, c) \text{ lub } \frac{11}{9} (u, d, s, c, b)$$

zależnie od energii zderzenia (zapachów kwarków, które mogą być wyprodukowane).

Mierzona wartość R w funkcji energii zderzenia e^+e^- :

Mierzona wartość $3\times$ za duża ?!



Przykład

W doświadczeniu nie rozróżniamy (na ogół) zapachów kwarków. Oczekujemy więc ($q_\mu^2 = 1$):

$$R = N_c \sum_q q_q^2 = 2 (u, d, s) \text{ lub } \frac{10}{3} (u, d, s, c) \text{ lub } \frac{11}{3} (u, d, s, c, b)$$

zależnie od energii zderzenia (zapachów kwarków, które mogą być wyprodukowane).

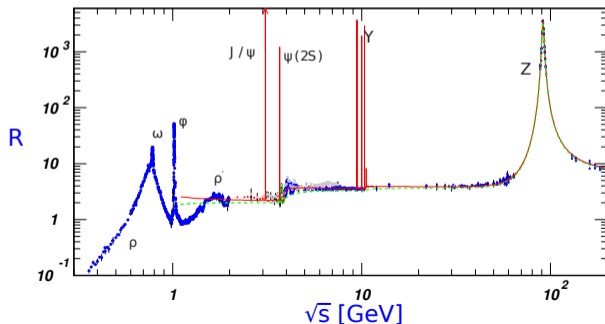
Mierzona wartość R w funkcji energii zderzenia e^+e^- :

Mierzona wartość $3\times$ za duża ?!

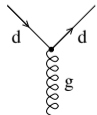
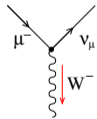
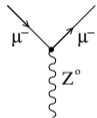
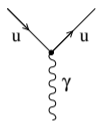
Kwarków jest $3\times$ więcej

Trzeba liczyć każdy kolor osobno !!!

$N_c \equiv 3$



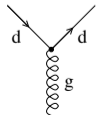
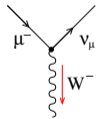
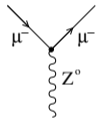
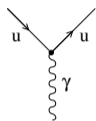
Stałe sprzężenia



Dla oddziaływań fotonu, każdy wierzchołek daje czynnik q_f do amplitudy.
Wkład do prawdopodobieństwa procesu proporcjonalny jest do

$$\alpha_{em} \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \Rightarrow \text{tzw. stała struktury subtelnej}$$

Stałe sprzężenia



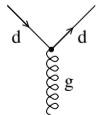
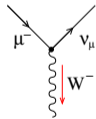
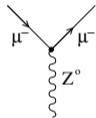
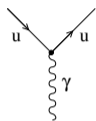
Dla oddziaływań fotonu, każdy wierzchołek daje czynnik q_f do amplitudy.
Wkład do prawdopodobieństwa procesu proporcjonalny jest do

$$\alpha_{em} \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \Rightarrow \text{tzw. stała struktury subtelnej}$$

Dla oddziaływań słabych:

$$\alpha_w = \frac{g_w^2}{4\pi} \approx \frac{1}{32}$$

Stałe sprzężenia



Dla oddziaływań fotonu, każdy wierzchołek daje czynnik q_f do amplitudy.
Wkład do prawdopodobieństwa procesu proporcjonalny jest do

$$\alpha_{em} \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \Rightarrow \text{tzw. stała struktury subtelnej}$$

Dla oddziaływań słabych:

$$\alpha_W = \frac{g_W^2}{4\pi} \approx \frac{1}{32}$$

Dla oddziaływań silnych:

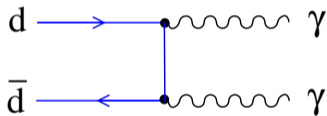
$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \sim 1$$

przy skalach oddziaływania rzędu 1 GeV

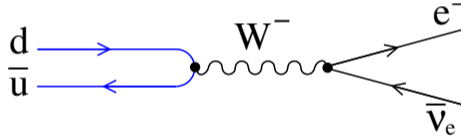
Propagatory

Stała sprzężenia dla oddziaływań słabych ($\alpha_w \approx \frac{1}{32}$) jest większa niż dla elektromagnetycznych ($\alpha_{em} \approx \frac{1}{137}$). Dlaczego więc są słabe?

Rozpad $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (EM)



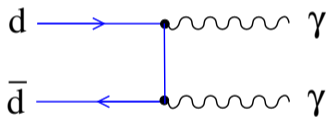
Rozpad $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ (oddz. słabe)



Propagatory

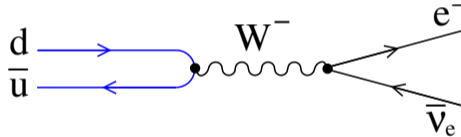
Stała sprzężenia dla oddziaływań słabych ($\alpha_w \approx \frac{1}{32}$) jest większa niż dla elektromagnetycznych ($\alpha_{em} \approx \frac{1}{137}$). Dlaczego więc są słabe?

Rozpad $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (EM)



Dwa wierzchołki: α_{em}^2

Rozpad $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ (oddz. słabe)

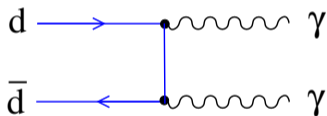


α_w^2

Propagatory

Stała sprzężenia dla oddziaływań słabych ($\alpha_w \approx \frac{1}{32}$) jest większa niż dla elektromagnetycznych ($\alpha_{em} \approx \frac{1}{137}$). Dlaczego więc są słabe?

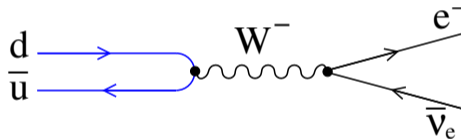
Rozpad $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (EM)



Dwa wierzchołki: α_{em}^2

Propagator: $\frac{1}{m_q^2}$

Rozpad $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ (oddz. słabe)



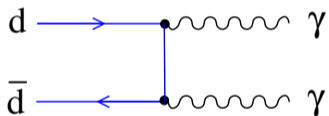
α_w^2

$\frac{1}{M_W^2}$

Propagatory

Stała sprzężenia dla oddziaływań słabych ($\alpha_w \approx \frac{1}{32}$) jest większa niż dla elektromagnetycznych ($\alpha_{em} \approx \frac{1}{137}$). Dlaczego więc są słabe?

Rozpad $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (EM)

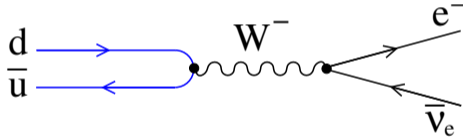


Dwa wierzchołki: α_{em}^2

Propagator: $\frac{1}{m_q^2}$

$$\Rightarrow \tau = 8.4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$$

Rozpad $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ (oddz. słabe)



α_w^2

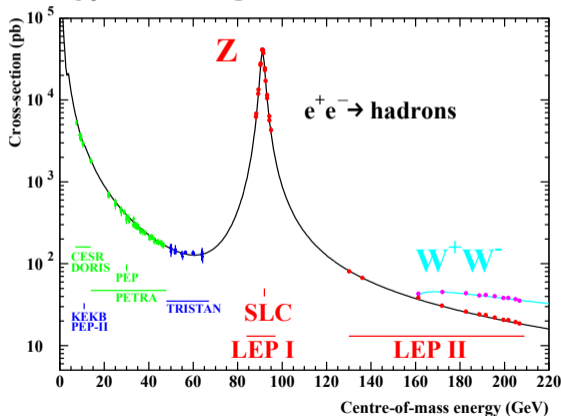
$\frac{1}{M_W^2}$

$$\tau = 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$$

Oddziaływania słabe są "słabe" (duże τ) dlatego, że masa W jest duża !...

Propagatory

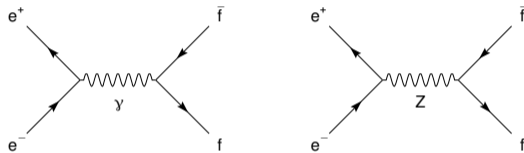
Patrząc na diagramy Feynmana możemy też łatwo zrozumieć z czego wynika zależność przekroju czynnego na anihilację e^+e^- energii:



<https://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008>

Propagatory

Patrząc na diagramy Feynmana możemy też łatwo zrozumieć z czego wynika zależność przekroju czynnego na anihilację e^+e^- energii:



Postać propagatora:

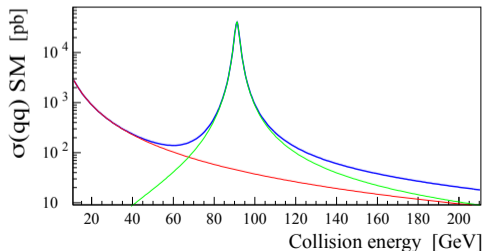
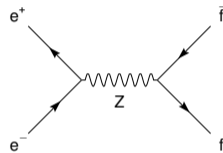
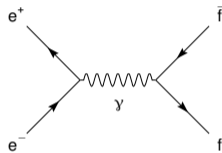
$$\sim \frac{1}{q^2}$$

$$\sim \frac{1}{q^2 - M_Z^2 + \varepsilon}$$

q^2 - wirtualność powstającego fotonu lub bozonu Z
w przypadku anihilacji e^+e^- równa jest energii zderzenia !

Propagatory

Patrząc na diagramy Feynmana możemy też łatwo zrozumieć z czego wynika zależność przekroju czynnego na anihilację e^+e^- energii:



wkład fotonu

wkład bozonu Z

przechrój całkowity

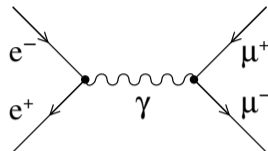
<https://arxiv.org/abs/hep-ex/0103039>

- 1 Budowa materii (przypomnienie)
- 2 Diagramy Feynmana
- 3 Amplituda rozpraszania
- 4 Rachunek zaburzeń**
- 5 Renormalizacja

Prawdopodobieństwo reakcji

Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

dwa wierzchołki $\Rightarrow \sigma \sim \alpha_{em}^2$



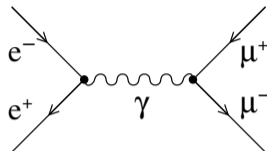
Prawdopodobieństwo reakcji

Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

$$\text{dwa wierzchołki} \Rightarrow \sigma \sim \alpha_{em}^2$$

Ten diagram daje dominujący wkład bo α_{em} jest małe! $\sim \frac{1}{137}$

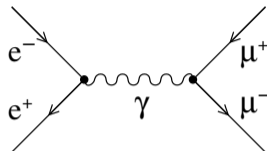
wiodący rząd rachunku (ang. leading order, LO)



Prawdopodobieństwo reakcji

Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

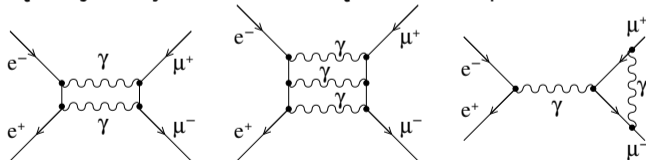
dwa wierzchołki $\Rightarrow \sigma \sim \alpha_{em}^2$



Ten diagram daje dominujący wkład bo α_{em} jest małe! $\sim \frac{1}{137}$

wiodący rząd rachunku (ang. leading order, LO)

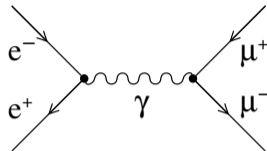
Procesy z wymianą większej liczby fotonów też są możliwe, np:



Prawdopodobieństwo reakcji

Dlaczego narysowaliśmy tylko diagram z wymianą jednego fotonu?

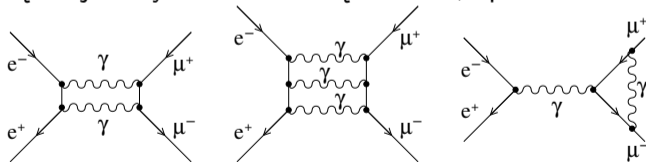
dwa wierzchołki $\Rightarrow \sigma \sim \alpha_{em}^2$



Ten diagram daje dominujący wkład bo α_{em} jest małe! $\sim \frac{1}{137}$

wiodący rząd rachunku (ang. leading order, LO)

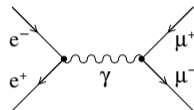
Procesy z wymianą większej liczby fotonów też są możliwe, np:



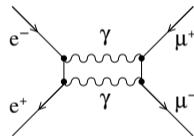
Ale większa liczba wierzchołków oznacza, że są “tłumione” wyższymi potęgami α_{em}
 \Rightarrow procesy “wyższych rzędów” (ang. higher order)

Stosowane nazewnictwo

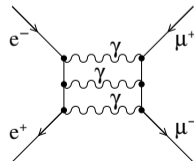
Najprostszy diagram: LO (leading order)



Jeden dodatkowy foton: NLO (next-to-leading order)



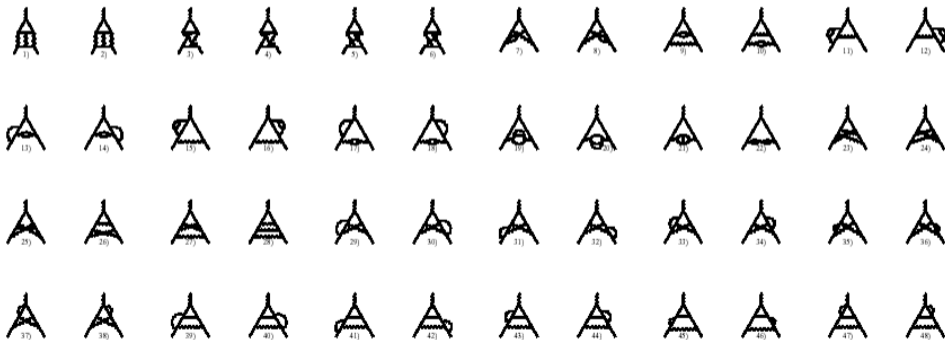
Dwa dodatkowe fotony: NNLO (next-to-next-to-leading order)



Kolejne: NNNLO (często zapisywane jako N^3LO) itd.

Rachunek zaburzeń znakomicie sprawdza się dla oddziaływań elektromagnetycznych ($\alpha_{em} \approx 1/137$) i słabych ($\alpha_w \approx 1/32$) Potrafimy obliczać poprawki nawet do 5 rzędu!

Przykład: przykładowe diagramy poprawek NNNLO dla wierzchołka $\mu\mu\gamma$

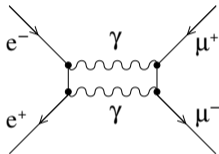


Niestety dla oddziaływań silnych działa dużo gorzej...

- 1 Budowa materii (przypomnienie)
- 2 Diagramy Feynmana
- 3 Amplituda rozpraszania
- 4 Rachunek zaburzeń
- 5 Renormalizacja**

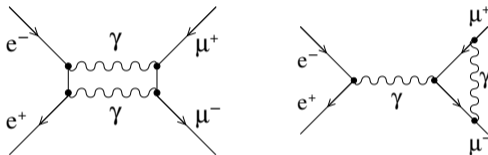
Poprawki wyższych rzędów

Oprócz diagramów z wymianą dodatkowych fotonów między cząstkami stanu początkowego i końcowego,



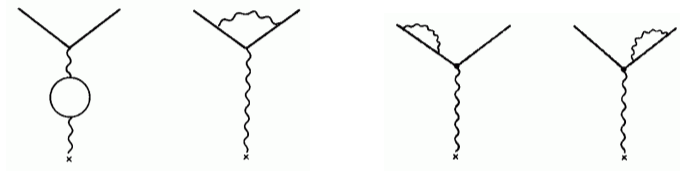
Poprawki wyższych rzędów

Oprócz diagramów z wymianą dodatkowych fotonów między cząstkami stanu początkowego i końcowego, pojawiają się też tzw. **diagramy pętlowe**



Poprawki wyższych rzędów

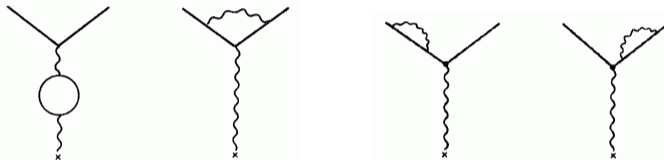
Oprócz diagramów z wymianą dodatkowych fotonów między cząstkami stanu początkowego i końcowego, pojawiają się też tzw. **diagramy pętlowe**



Cztery możliwe rodzaje “pętelek” przy każdym wierzchołku...

Poprawki wyższych rzędów

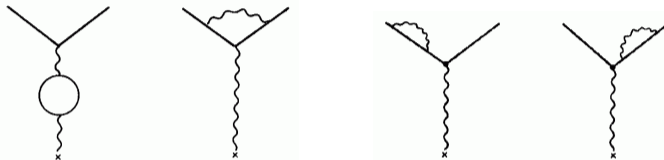
Oprócz diagramów z wymianą dodatkowych fotonów między cząstkami stanu początkowego i końcowego, pojawiają się też tzw. **diagramy pętlowe**



Są to diagramy wyższego rzędu (NLO), ale ich wkład (**szczególnie pierwszego**) nie może być zaniedbany! Powinniśmy **posumować** diagram (**zcałkować amplitudę procesu**) po **wszystkich możliwych energiach** wirtualnej cząstki w pętli!

Poprawki wyższych rzędów

Oprócz diagramów z wymianą dodatkowych fotonów między cząstkami stanu początkowego i końcowego, pojawiają się też tzw. **diagramy pętlowe**



Są to diagramy wyższego rzędu (NLO), ale ich wkład (szczególnie pierwszego) nie może być zaniedbany! Powinniśmy **posumować** diagram (zcałkować amplitudę procesu) po **wszystkich możliwych energiach** wirtualnej cząstki w pętli!

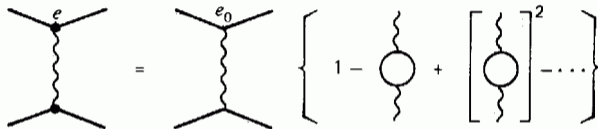
Dla pierwszego diagramu z sumowania po energii elektronu dostajemy

$$\mathcal{M}_{NLO} = \frac{1}{3\pi} \alpha_{em} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right) \cdot \mathcal{M}_{LO}$$

E_{max} - maksymalna dopuszczalna energią elektronu w pętli, $Q^2 = |q^2|$ - wirtualność fotonu

Poprawki pętlowe

Dodanie kolejnej pętli do linii fotonowej zawsze daje taką samą poprawkę, w stosunku do wyniku uzyskanego w niższym rzędzie \Rightarrow sumę można przedstawić jako szereg geometryczny:

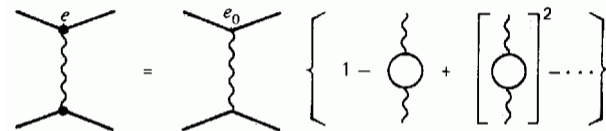


The diagram illustrates the expansion of a photon propagator with a loop correction. On the left, a vertical wavy line (photon) connects two vertices, each with two external fermion lines. The vertex on the left is labeled e . This is equal to the tree-level propagator with a vertex labeled e_0 multiplied by a series in curly braces. The series starts with 1, followed by a minus sign and a loop diagram (a circle with a wavy line inside), then a plus sign and a term where the loop diagram is squared and enclosed in square brackets, followed by an ellipsis.

$$\begin{array}{c} e \\ \diagup \quad \diagdown \\ | \\ \bullet \\ | \\ \bullet \\ \diagdown \quad \diagup \end{array} = \begin{array}{c} e_0 \\ \diagup \quad \diagdown \\ | \\ \bullet \\ | \\ \bullet \\ \diagdown \quad \diagup \end{array} \left\{ 1 - \text{loop} + \left[\text{loop} \right]^2 - \dots \right\}$$

Poprawki pętlowe

Dodanie kolejnej pętli do linii fotonowej zawsze daje taką samą poprawkę, w stosunku do wyniku uzyskanego w niższym rzędzie \Rightarrow sumę można przedstawić jako szereg geometryczny:



$$\begin{array}{c} e \\ \diagup \quad \diagdown \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \diagdown \quad \diagup \\ e \end{array} = \begin{array}{c} e_0 \\ \diagup \quad \diagdown \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \diagdown \quad \diagup \\ e_0 \end{array} \left\{ 1 - \text{loop} + \left[\text{loop} \right]^2 - \dots \right\}$$

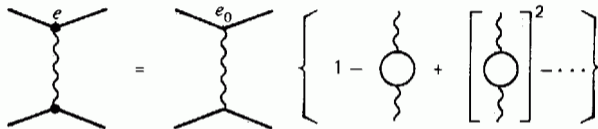
Wynik dodania wszystkich diagramów liczonych dla ładunku elementarnego e_0 jest równoważny wyjściowemu diagramowi ze zmienioną, “efektywną” wartością e ładunku.

Odpowiada to przedefiniowaniu elektromagnetycznej stałej sprzężenia:

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \log \left(\frac{Q^2}{E_{max}^2} \right)} \quad \alpha_0 = \frac{e_0^2}{4\pi}$$

Poprawki pętlowe

Dodanie kolejnej pętli do linii fotonowej zawsze daje taką samą poprawkę, w stosunku do wyniku uzyskanego w niższym rzędzie \Rightarrow sumę można przedstawić jako szereg geometryczny:



$$\begin{array}{c} e \\ \diagup \quad \diagdown \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \diagdown \quad \diagup \\ e \end{array} = \begin{array}{c} e_0 \\ \diagup \quad \diagdown \\ | \\ \text{---} \\ | \\ \diagdown \quad \diagup \\ e_0 \end{array} \left\{ 1 - \text{loop} + \left[\text{loop} \right]^2 - \dots \right\}$$

Wynik dodania wszystkich diagramów liczonych dla ładunku elementarnego e_0 jest równoważny wyjściowemu diagramowi ze zmienioną, “efektywną” wartością e ładunku.

Odpowiada to przedefiniowaniu elektromagnetycznej stałej sprzężenia:

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right)} \quad \alpha_0 = \frac{e_0^2}{4\pi}$$

\Rightarrow poprawki wyższych rzędów możemy “ukryć” redefiniując parametry modelu !

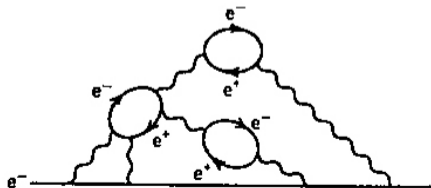
Ładunek elementarny

Ładunek elementarny chcielibyśmy zdefiniować jako wartość ładunku pojedynczego, izolowanego i nieoddziałującego elektronu.

Ładunek elementarny

Ładunek elementarny chcielibyśmy zdefiniować jako wartość ładunku pojedynczego, izolowanego i nieoddziałującego elektronu.

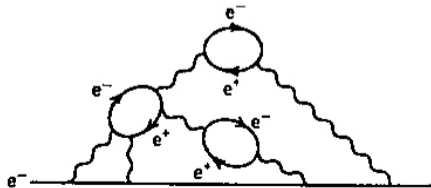
Ale w QED elektron nigdy **nie jest** “goły”.
Cały czas emituje **wirtualne fotony**, które z kolei mogą konwertować w **pary $e^+ e^-$** (w dowolne dwie cząstki naładowane).



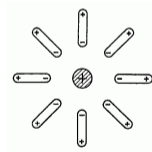
Ładunek elementarny

Ładunek elementarny chcielibyśmy zdefiniować jako wartość ładunku pojedynczego, izolowanego i nieoddziałującego elektronu.

Ale w QED elektron nigdy **nie jest "goły"**. Cały czas emituje **wirtualne fotony**, które z kolei mogą konwertować w **pary e^+e^-** (w dowolne dwie cząstki naładowane).



W obecności **zewnętrznego pola** wirtualne pary e^+e^- mogą ulec **polaryzacji**, podobnie jak ładunki w dielektryku:



“Polaryzacja próżni” \Rightarrow “efektywny” ładunek elektronu jest mniejszy niż “goły” ładunek.

Renormalizacja

Po zsumowaniu wiodących poprawek wszystkich rzędów wciąż pozostaje zależność mierzonego ładunku od E_{max} (maksymalnej energii wirtualnego elektronu w pętli). Możemy to zapisać w postaci związku na α_{em}

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right)}$$

gdzie α_0 - “goła” stała sprzężenia, $\alpha_{em}(Q^2)$ - stała “efektywna”

Renormalizacja

Po zsumowaniu wiodących poprawek wszystkich rzędów wciąż pozostaje zależność mierzonego ładunku od E_{max} (maksymalnej energii wirtualnego elektronu w pętli). Możemy to zapisać w postaci związku na α_{em}

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right)}$$

gdzie α_0 - “goła” stała sprzężenia, $\alpha_{em}(Q^2)$ - stała “efektywna”

Problem w tym, że **nie ma** żadnego ograniczenia na E_{max} !
(jeśli fluktuacje są odpowiednio krótkie, zgodnie z zasadą nieoznaczoności).

Renormalizacja

Po zsumowaniu wiodących poprawek wszystkich rzędów wciąż pozostaje zależność mierzonego ładunku od E_{max} (maksymalnej energii wirtualnego elektronu w pętli). Możemy to zapisać w postaci związku na α_{em}

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{\alpha_0}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{E_{max}^2}\right)}$$

gdzie α_0 - “goła” stała sprzężenia, $\alpha_{em}(Q^2)$ - stała “efektywna”

Problem w tym, że nie ma żadnego ograniczenia na E_{max} !
(jeśli fluktuacje są odpowiednio krótkie, zgodnie z zasadą nieoznaczoności).

Dla $E_{max} \rightarrow \infty$ mamy jednak: $\alpha_{em}(Q^2) \rightarrow 0$!?

Albo musimy dopuścić możliwość, że $\alpha_0 \rightarrow \infty$!?...

Renormalizacja

Wyjściem z sytuacji jest “**renormalizacja**”. Rezygnujemy z niefizycznej (bo niemierzalnej) koncepcji “**gołego ładunku**”. Takie same poprawki pętlowe pojawiają się w każdym procesie, nie możemy ich wyeliminować, nigdy nie zmierzmy tylko wiodącego diagramu...

Renormalizacja

Wyjściem z sytuacji jest “**renormalizacja**”. Rezygnujemy z niefizycznej (bo niemierzalnej) koncepcji “**gołego ładunku**”. Takie same poprawki pętlowe pojawiają się w każdym procesie, nie możemy ich wyeliminować, nigdy nie zmierzmy tylko wiodącego diagramu...

Jako “**punkt odniesienia**” wprowadzamy dowolną skalę μ^2 .

Może to być skala przy której najdokładniej zmierzaliśmy α_{em}

Otrzymujemy związek między **stałymi sprzężenia** przy skalach Q^2 i μ^2 :

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}$$

⇒ wyeliminowaliśmy (niefizyczną) zależności od E_{max}

Renormalizacja

Wyjściem z sytuacji jest “**renormalizacja**”. Rezygnujemy z niefizycznej (bo niemierzalnej) koncepcji “**gołego ładunku**”. Takie same poprawki pętlowe pojawiają się w każdym procesie, nie możemy ich wyeliminować, nigdy nie zmierzmy tylko wiodącego diagramu...

Jako “**punkt odniesienia**” wprowadzamy dowolną skalę μ^2 .

Może to być skala przy której najdokładniej zmierzaliśmy α_{em}

Otrzymujemy związek między **stałymi sprzężenia** przy skalach Q^2 i μ^2 :

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{3\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}$$

⇒ wyeliminowaliśmy (niefizyczną) zależności od E_{max}

⇒ pojawiła się zależność stałej sprzężenia od skali Q^2 !

⇒ **Biegająca stała sprzężenia**

Przykład analogia z życia codziennego

Ile kosztuje litr benzyny bezołowiowej "98" ?

Przykład analogia z życia codziennego

Ile kosztuje litr benzyny bezołowiowej “98” ?

Chyba wszyscy odpowiedzielibyśmy bez wahania, że ok. 7 zł...

Przykład analogia z życia codziennego

Ile kosztuje litr benzyny bezołowiowej “98” ?

Chyba wszyscy odpowiedzielibyśmy bez wahania, że ok. 7 zł...

Prawdziwy koszt tej benzyny to tylko ok. 3.50 zł, reszta płaconej przez nas ceny to

- podatek VAT
- opłata akcyzowa
- opłata paliwowa
- opłata emisyjna
- marża sprzedawcy

Przykład analogia z życia codziennego

Ile kosztuje litr benzyny bezołowiowej “98” ?

Chyba wszyscy odpowiedzielibyśmy bez wahania, że ok. 7 zł...

Prawdziwy koszt tej benzyny to tylko ok. 3.50 zł, reszta płaconej przez nas ceny to

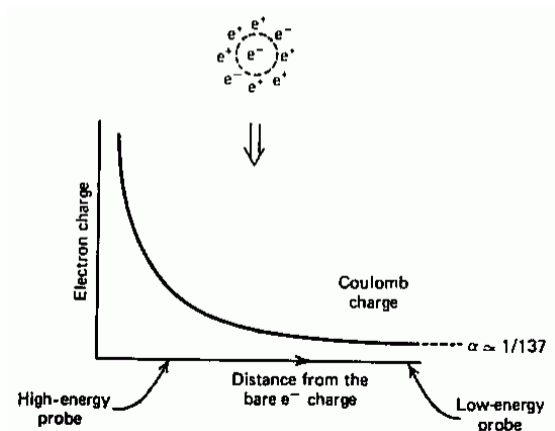
- podatek VAT
- opłata akcyzowa
- opłata paliwowa
- opłata emisyjna
- marża sprzedawcy

“Goła cena” benzyny nie jest jednak dla nas interesującą wielkością, skoro zawsze musimy uwzględniać wszystkie “poprawki”, nie musimy jej znać...

⇒ interesuje nas wyłącznie cena “efektywna” (ostatecznie płacona na stacji)...

Biegająca stała sprzężenia

“Tablicowa” wartość ładunku elektronu odpowiada oddziaływaniu na duże odległości, czyli z małym przekazem energii $Q^2 \rightarrow 0$:



$$\alpha_{em}(0) \approx \frac{1}{137}$$

Biegająca stała sprzężenia

“Tablicowa” wartość ładunku elektronu odpowiada oddziaływaniu na duże odległości, czyli z małym przekazem energii $Q^2 \rightarrow 0$:



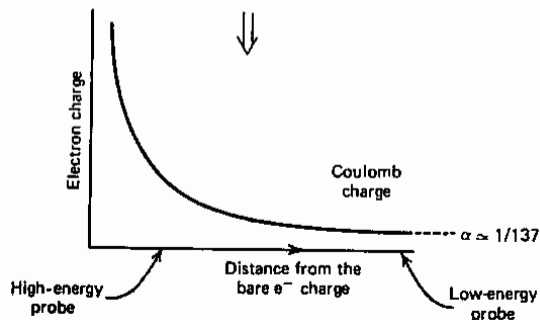
$$\alpha_{em}(0) \approx \frac{1}{137}$$

Im wyższe Q^2 (\Rightarrow **mniejsze odległości**) tym silniej oddziałuje elektron.

Jego obserwowany ładunek rośnie!

Zależność jest jednak bardzo słaba:

$$\alpha_{em}(M_Z^2) \approx \frac{1}{128}$$



Podsumowanie

Idea renormalizacji pochodzi od Kramersa (1938).

Zauważył on, że w elektrodynamice kwantowej (QED) nieskończoności występują tylko w kilku wyrażeniach związanych z masą i ładunkiem.

Zarówno masa jak i ładunek są wolnymi parametrami QED, teoria nie przewiduje ich wartości.

Podsumowanie

Idea renormalizacji pochodzi od Kramersa (1938).

Zauważył on, że w elektrodynamice kwantowej (QED) nieskończoności występują tylko w kilku wyrażeniach związanych z masą i ładunkiem.

Zarówno masa jak i ładunek są wolnymi parametrami QED, teoria nie przewiduje ich wartości.

Możemy przedefiniować te parametry tak, żeby “ukryć” w nich występujące w rachunkach nieskończoności.

Pozbywamy się nieskończoności posługując się wielkościami mierzonymi zamiast parametrów “teoretycznych” (bez poprawek, “gołych”).

Podsumowanie

Idea renormalizacji pochodzi od Kramersa (1938).

Zauważył on, że w elektrodynamice kwantowej (QED) nieskończoności występują tylko w kilku wyrażeniach związanych z masą i ładunkiem.

Zarówno masa jak i ładunek są wolnymi parametrami QED, teoria nie przewiduje ich wartości.

Możemy przededefiniować te parametry tak, żeby “ukryć” w nich występujące w rachunkach nieskończoności.

Pozbywamy się nieskończoności posługując się wielkościami mierzonymi zamiast parametrów “teoretycznych” (bez poprawek, “gołych”).

Teoria musi być renormalizowalna, żeby dawać ścisłe przewidywania!

Za pokazanie, że teoria oddziaływań elektroślabych jest renormalizowalna Gerard 't Hooft i Martin J. G. Veltman otrzymali Nagrodę Nobla z fizyki w roku 1999.