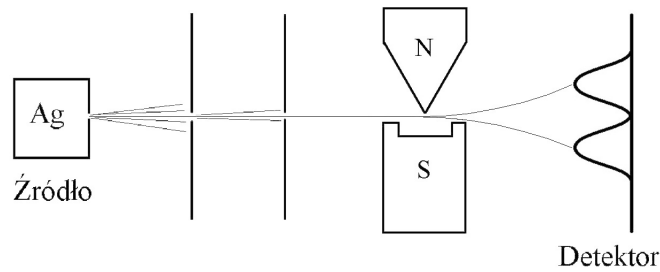
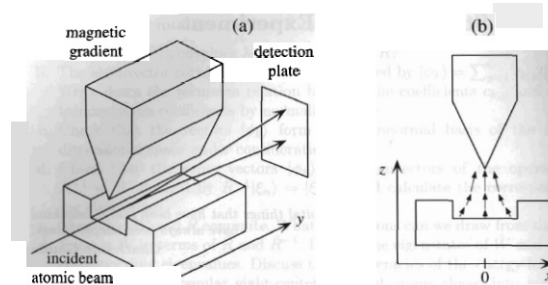


VII. SPIN



Rysunek 1: Schemat doświadczenia Sterna-Gerlacha.



Rysunek 2: Schemat doświadczenia Sterna-Gerlacha w różnych rzutach przestrzennych.

1 Wstęp

Spin jest wielkością fizyczną charakteryzującą [cząstki kwantowe](#), której nie odpowiada żadna wielkość klasyczna.

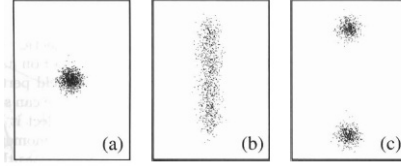
Spin elektronu został odkryty w następujących doświadczeniach:

- doświadczenie Sterna-Gerlacha
- spinowy efekt Zeemana

2 Doświadczenie Sterna-Gerlacha

W wyniku doświadczenia Sterna-Gerlacha padająca wiązka obojętnych elektrycznie atomów Ag ulega rozszczepieniu w niejednorodnym polu magnetycznym na dwie wiązki.

Uwaga: Doświadczenie Sterna-Gerlacha zostało wykonane również z wiązką atomów wodoru. Analogicznie jak dla wiązki atomów Ag otrzymano rozszczepienie wiązki padającej na dwie wiązki.



Rysunek 3: Wyniki doświadczenia Sterna-Gerlacha: (a) obraz wiązki atomowej przed włączeniem pola magnetycznego, (b) obraz, jaki byłby otrzymany dla klasycznego momentu magnetycznego atomu, (c) obraz obserwowany w doświadczeniu Sterna-Gerlacha.

3 Interpretacja doświadczenia Sterna-Gerlacha

Ze względu na brak ładunku elektrycznego jedynym możliwym oddziaływaniem neutralnych atomów (Ag,H) z polem magnetycznym jest **oddziaływanie dipola magnetycznego atomu z zewnętrznym polem magnetycznym**.

Doświadczenia Sterna-Gerlacha wykonano z atomami Ag i H, które posiadają jeden elektron walencyjny. Dla obu atomów jedynie ten pojedynczy elektron decyduje o wytworzeniu się dipola magnetycznego atomu.

Energia potencjalna oddziaływania dipola magnetycznego elektronu z zewnętrznym polem magnetycznym wyraża się wzorem

$$U = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} , \quad (1)$$

gdzie $\boldsymbol{\mu}$ jest wektorem **magnetycznego momentu dipolowego** elektronu.

W zewnętrznym niejednorodnym polu magnetycznym na dipol magnetyczny działa siła

$$\mathbf{F} = -\nabla U = \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}) . \quad (2)$$

W doświadczeniu Sterna-Gerlacha pole magnetyczne $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ miało jedyną niezerową składową $B_z = B$. Ponadto pole to było niejednorodne, czyli

$$\partial B / \partial z \neq 0 .$$

\implies Siła działająca na dipol magnetyczny posiada niezerową składową z -ową, czyli $\mathbf{F} = (0, 0, F_z)$, przy czym

$$F_z = \mu_z \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) . \quad (3)$$

\implies Dla ustalonego gradientu pola magnetycznego ($\partial B / \partial z = \text{const}$) zwrot siły zależy od znaku z -owej składowej magnetycznego momentu dipolowego elektronu, czyli od μ_z .

W ogólnym przypadku magnetyczny moment dipolowy $\boldsymbol{\mu}$ jest proporcjonalny do momentu pędu \mathbf{J} cząstki, czyli

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma_J \mathbf{J} , \quad (4)$$

gdzie γ_J jest współczynnikiem żyromagnetycznym cząstki o momencie pędu \mathbf{J} .

Moment pędu J może być dwojakiego pochodzenia:

(1) moment pędu związany z ruchem orbitalnym elektronu w atomie

$$\mathbf{J} = \mathbf{l} ,$$

(Odpowiednie związki zostały podane na Wykładzie 5.)

(2) **wewnętrzny (własny) moment pędu elektronu**

$$\mathbf{J} = \mathbf{s} .$$

Ad (1)

Rozważmy próbną interpretację doświadczenia Sterna-Gerlacha za pomocą orbitalnego momentu pędu l .

Wartości własne składowej z -owej orbitalnego momentu pędu wyrażają się wzorem

$$l_z = m\hbar ,$$

gdzie m jest magnetyczną liczbą kwantową, która przyjmuje $2l + 1$ możliwych wartości, przy czym $l = 0, 1, 2, \dots$. Składowa z -owa siły, z jaką niejednorodne pole magnetyczne działa na cząstkę wyraża się wzorem

$$F_z = m\hbar\gamma_l \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) . \quad (5)$$

\implies Oddziaływanie orbitalnego dipola magnetycznego z zewnętrznym polem magnetycznym prowadzi do rozszczepienia pierwotnej wiązki atomowej na $2l + 1$ wiązek, czyli moglibyśmy zaobserwować wyłącznie 1, 3, 5, ... wiązek.

\implies Magnetyczny moment dipolowy μ_l związany z ruchem orbitalnym elektronu **nie może być źródłem rozszczepienia na dwie wiązki** obserwowanego w doświadczeniu Sterna-Gerlacha.

Ad (2)

Obserwowane w doświadczeniu Sterna-Gerlacha rozszczepienie na dwie wiązki wskazuje na istnienie wewnętrznego momentu pędu elektronu, którego rzut na oś z przyjmuje dwie wartości.

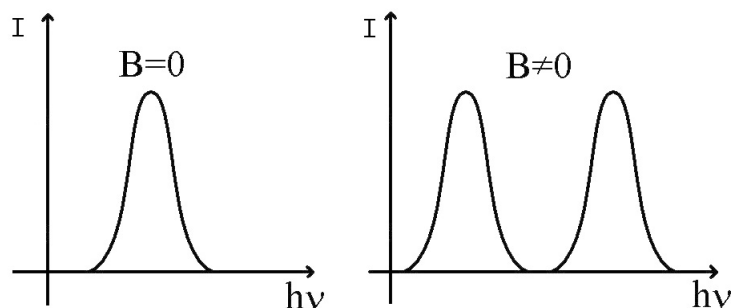
Jest to własny moment pędu elektronu zwany **spinem**.

Spin jest wewnętrznym (własnym) momentem pędu cząstki, który jednak nie może być wyobrażany jako wielkość związana z obrotem cząstki wokół własnej osi.

Spinowy magnetyczny moment dipolowy μ_s jest proporcjonalny do spinu \mathbf{s}

$$\mu_s = \gamma_s \mathbf{s} , \quad (6)$$

gdzie γ_s jest **spinowym współczynnikiem żyromagnetycznym**.



Rysunek 4: Schematyczne przedstawienie wyników doświadczenia Zeemana.

4 Spinowy efekt Zeemana

Wyniki doświadczenia Zeemana

Zewnętrzne jednorodne pole magnetyczne $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ rozszczepia pojedynczą linię widmową pochodzącą od atomu pierwiastka alkalicznego (Li, Na, K, ...) na dwie linie (dublet).

Rozszczepienie to obserwowane jest zarówno w widmie emisyjnym jak i absorpcyjnym atomów pierwiastków alkalicznych.

Wyjaśnienie spinowego efektu Zeemana

Ze względu na wartość mierzonej energii fotonu rozszczepienie to możemy przypisać tylko elektronom walencyjnym.

Atom alkaliczny posiada jeden elektron walencyjny w stanie o orbitalnej liczbie kwantowej $l = 0$.

W tym stanie $\boldsymbol{\mu}_l \sim \mathbf{l} = 0$.

⇒ Rozszczepienie przez pole magnetyczne linii widmowej atomu pierwiastka alkalicznego na dwie linie nie może pochodzić od orbitalnego momentu pędu.

⇒ **Efekt ten pochodzi od spinu elektronu walencyjnego.**

Miarą rozszczepienia linii widmowej jest dodatkowa energia potencjalna oddziaływania spinowego dipolowego momentu magnetycznego z zewnętrznym polem magnetycznym $\mathbf{B} = (0, 0, B)$

$$\Delta U_s = -\boldsymbol{\mu}_s \cdot \mathbf{B} = -\mu_{s,z} B. \quad (7)$$

Składowa z -owa spinowego momentu magnetycznego elektronu $\mu_{s,z} = \gamma_s s_z$ przyjmuje dwie wartości, a zatem dodatkowa energia ΔU_s przyjmuje dwie wartości

$$\Delta U_s = \pm \frac{\hbar}{2} \gamma_s B,$$

co tłumaczy pojawienie się dubletu w widmie emisyjnym lub absorpcyjnym w polu magnetycznym.

5 Teoria spinu

Równanie własne dla operatora z -owej składowej spinu

$$\hat{s}_z \chi_\zeta = s_z \chi_\zeta, \quad (8)$$

gdzie wartości własne z -owej składowej spinu

$$s_z = -S\hbar, (-S+1)\hbar, \dots, (S-1)\hbar, S\hbar, \quad (9)$$

przy czym $S = S_{z,max} = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$

Uwaga:

Składowa z -owa spinu cząstki może przyjmować wartości "połówkowe", czyli

$$s_z = \pm(1/2)\hbar, \pm(3/2)\hbar, \pm(5/2)\hbar, \dots$$

6 Cząstka o spinie 1/2

Przykłady cząstek o spinie $S = S_{z,max} = 1/2$: elektron, proton, neutron. Dla tych cząstek liczba dozwolonych wartości składowej z -owej spinu wynosi

$$M = 2S + 1 = 2.$$

Do opisu cząstek o spinie 1/2 stosujemy trzy **macierze Pauliego** ($\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z$). Składowej z -owej spinu odpowiada z -owa macierz Pauliego

$$\hat{\sigma}_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Operator z -owej składowej spinu ma postać

$$\hat{s}_z = \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}_z. \quad (11)$$

7 Problem własny składowej z -owej spinu 1/2

Równanie własne operatora z -owej składowej spinu ma postać macierzową

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = \zeta \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Równanie macierzowe (12) można łatwo rozwiązać sprowadzając je do układu dwóch liniowych równań algebraicznych. Wartościami własnymi operatora σ_z są

$$\zeta = \pm 1. \quad (13)$$

\Rightarrow Wartości własne operatora z -owej składowej spinu

$$s_z = \pm \frac{\hbar}{2}. \quad (14)$$

Stanami własnymi operatora $\hat{\sigma}_z$ są **spinory** o postaci macierzy 2×1

$$\begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Wartości własnej $\zeta = +1$ odpowiada spinor

$$\chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

natomiast wartości własnej $\zeta = -1$ odpowiada spinor

$$\chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Notacja Diraca

Spinory te można zapisać za pomocą tzw. **notacji braketowej** wprowadzonej przez Diraca.

$$|\alpha\rangle \equiv \chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (18)$$

$$|\beta\rangle \equiv \chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (19)$$

Warunki unormowania spinorów w notacji braketowej

$$\langle\alpha|\alpha\rangle = \langle\beta|\beta\rangle = 1. \quad (20)$$

Np. pierwszy warunek w postaci macierzowej

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 1. \quad (21)$$

Warunek ortogonalności spinorów

$$\langle\alpha|\beta\rangle = 0. \quad (22)$$

W postaci macierzowej

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 0. \quad (23)$$

Uwaga:

Warunek ortogonalności (22) oznacza, że stany własne $|\alpha\rangle$ i $|\beta\rangle$ można traktować jak **wektory prostopadłe** w wektorowej przestrzeni stanów.

Biorąc dodatkowo pod uwagę warunek unormowania (20) oba te warunki oznaczają, że stany $|\alpha\rangle$ i $|\beta\rangle$ tworzą **bazę ortonormalną w przestrzeni stanów spinowych**.

Spinory $|\alpha\rangle$ i $|\beta\rangle$ spełniają następujące równania własne:

$$\hat{s}_z|\alpha\rangle = +\frac{\hbar}{2}|\alpha\rangle \quad (24)$$

oraz

$$\hat{s}_z|\beta\rangle = -\frac{\hbar}{2}|\beta\rangle. \quad (25)$$

Wartościami własnymi z -owej składowej spinu są

$$s_z = \pm \frac{\hbar}{2}.$$

8 Spinowy magnetyczny moment dipolowy elektronu

Dla elektronu związek pomiędzy momentem pędu \mathbf{J} a momentem magnetycznym $\boldsymbol{\mu}_J$ wyraża się wzorem [por. wzór (4)]

$$\boldsymbol{\mu}_J^e = \gamma_J^e \mathbf{J}, \quad (26)$$

gdzie γ_J^e jest współczynnikiem żyromagnetycznym elektronu o momencie pędu \mathbf{J} .

W przypadku orbitalnego momentu pędu, czyli dla $\mathbf{J} = \mathbf{l}$, mamy do czynienia z orbitalnym współczynnikiem żyromagnetycznym

$$\gamma_l^e = -\frac{e}{2m_e}. \quad (27)$$

Natomiast **spinowy współczynnik żyromagnetyczny elektronu** wyraża się wzorem

$$\gamma_s^e = -\frac{e}{m_e}. \quad (28)$$

A zatem pomiędzy oboma współczynnikami żyromagnetycznymi elektronu zachodzi związek

$$\gamma_s^e = 2\gamma_l^e. \quad (29)$$

Magneton Bohra i czynnik Landego

Związki pomiędzy momentami pędu (orbitalnym i spinowym) a odpowiednimi magnetycznymi momentami dipolowymi można wyrazić wprowadzając magneton Bohra i czynnik Landego.

Magneton Bohra μ_B jest naturalną miarą momentu magnetycznego cząstek elementarnych. Definiujemy go jako

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}, \quad (30)$$

gdzie m_e jest masą spoczynkową elektronu.

Wartość magnetonu Bohra

$$\mu_B = 0.927 \times 10^{-23} \text{Am}^2.$$

Orbitalny współczynnik żyromagnetyczny elektronu wyrażamy w postaci

$$\gamma_l^e = -\frac{g_l^e \mu_B}{\hbar}, \quad (31)$$

gdzie g_l^e jest **orbitalnym czynnikiem Landego**.

Dla elektronu w próżni: $g_l^e = 1$.

Spinowy współczynnik żyromagnetyczny zapisujemy jako

$$\gamma_s^e = -\frac{g_s^e \mu_B}{\hbar}, \quad (32)$$

gdzie g_s^e jest **spinowym czynnikiem Landego elektronu**.

Wartość spinowego czynnika Landego elektronu

Z dokładnych pomiarów oraz z kwantowej teorii pola wynika, że dla elektronu w próżni

$$g_s^e = 2(1 + \delta),$$

gdzie poprawka $\delta = 0.0011596522$.

Przyjmujemy, że dla elektronu w próżni:

$$g_s^e = 2$$

(z dokładnością $\sim 10^{-3}$).

Dla elektronu zachodzi następujący związek pomiędzy spinem a spinowym momentem magnetycznym

$$\hat{\mu}_s^e = \gamma_s^e \hat{\mathbf{S}} = \gamma_s^e \hbar \hat{\mathbf{S}}, \quad (33)$$

gdzie $\hat{\mathbf{S}} = \hat{\mathbf{s}}/\hbar$ jest **bezwymiarowym operatorem spinu (elektronu)**.

Wartości własne kwadratu operatora $\hat{\mathbf{S}}$

$$\mathbf{S}^2 = S(S+1).$$

Dla elektronu $S = 1/2$, a zatem

$$\mathbf{S}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) = \frac{3}{4}.$$

Wartości własne składowej z -owej operatora $\hat{\mathbf{S}}$, czyli operatora \hat{S}_z ,

$$S_z = \pm \frac{1}{2}.$$

Spinowy moment magnetyczny elektronu można wyrazić za pomocą czynnika Landego i magnetonu Bohra następująco:

$$\hat{\mu}_s^e = -g_s^e \mu_B \hat{\mathbf{S}}. \quad (34)$$

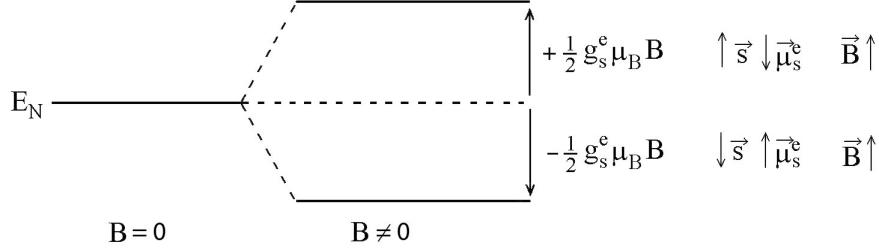
\implies Wartości własne składowej z -owej spinowego momentu magnetycznego elektronu

$$\mu_{s,z}^e = \mp 2 \times \frac{1}{2} \mu_B = \mp \mu_B.$$

\implies

$$|\mu_{s,z}^e| = \mu_B.$$

\implies Interpretacja magnetonu Bohra.



Rysunek 5: Spinowe rozszczepienie poziomu energetycznego E_N przez zewnętrzne pole magnetyczne B .

9 Energia cząstki o spinie $1/2$ w polu magnetycznym

Cząstka kwantowa o spinie s oddziałuje z polem magnetycznym \mathbf{B} . Operator energii potencjalnej tego oddziaływania wyraża się wzorem

$$\Delta \hat{U}_s = -\hat{\boldsymbol{\mu}}_s^e \cdot \mathbf{B} = g_s^e \mu_B \hat{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{B}. \quad (35)$$

Dla elektronu w polu magnetycznym $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ otrzymujemy

$$\Delta \hat{U}_s = g_s^e \mu_B \hat{S}_z B, \quad (36)$$

\implies Spinowy wkład do energii elektronu w polu magnetycznym

$$\Delta E_s = \pm \mu_B B. \quad (37)$$

Jest to energia odpowiedzialna za spinowe rozszczepienie poziomu energetycznego elektronu w polu magnetycznym.

10 Statystyka Fermiego-Diraca, zakaz Pauliego

Cząstki kwantowe o spinie połówkowym (**fermiony**) podlegają kwantowej statystyce **Fermiego-Diraca**.

Oznacza to, że dla cząstek nieoddziałujących z sobą (np. w gazie swobodnych elektronów) obowiązuje rozkład Fermiego-Diraca

Elektrony posiadają spin $1/2$, podlegają więc statystyce Fermiego-Diraca. Zgodnie z tą statystyką, w układzie elektronów w równowadze termicznej w temperaturze T prawdopodobieństwo obsadzenia przez elektron stanu kwantowego o energii E określone jest przez **funkcję rozkładu Fermiego-Diraca** o postaci

$$f(E) = \frac{1}{e^{\beta(E-\mu)} + 1}, \quad (38)$$

gdzie $\beta = 1/(k_B T)$, a $\mu = E_F$ jest **potencjałem chemicznym (poziomem Fermiego)** układu.

Dla fermionów obowiązuje **zakaz Pauliego**, zgodnie z którym **ten sam jednocząstkowy stan kwantowy może być obsadzony co najwyżej przez jeden fermion**.

Oznacza to, że liczba fermionów w danym stanie kwantowym może wynosić 0 lub 1.

Dla fermionów o spinie 1/2 (elektrony) zakaz Pauliego oznacza, że w tym samym położeniu \mathbf{r} mogą być zlokalizowane co najwyżej **dwa elektrony o przeciwnych spinach**.

Wynika to z faktu, że różne spiny odpowiadają różnym stanom kwantowym.

Konsekwencje zakazu Pauliego dla rozkładu elektronów

Zgodnie z zakazem Pauliego liczba elektronów w jednocząstkowym stanie kwantowym jest równa 0 lub 1. Na tej podstawie możemy obliczyć **średnią liczbę elektronów** w stanie kwantowym o energii E jako

$$\langle n(E) \rangle = \sum_{i=1}^2 n_i p_i = 0 \times f(E) + 1 \times f(E) = f(E) . \quad (39)$$

Wynika stąd, że funkcja rozkładu Fermiego-Diraca wyznacza średnią liczbę elektronów w temperaturze T w stanie kwantowym o energii E , czyli

$$\langle n(E) \rangle = f(E) . \quad (40)$$

Sens fizyczny potencjału chemicznego (poziomu Fermiego)

Dla $E = \mu$ otrzymujemy $f(\mu) = 1/2$, a zatem możemy interpretować potencjał chemiczny jako energię takiego stanu kwantowego, dla którego prawdopodobieństwo obsadzenia (średnia liczba fermionów) wynosi 1/2.

11 Kubity spinowe

11.1 Bity i qubity

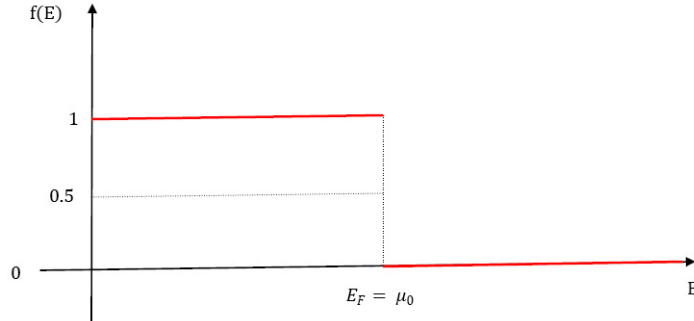
Bit jest jednostką informacji w informatyce klasycznej.

W układzie fizycznym o N stanach można zgromadzić ilość informacji I , przy czym

$$I = \log_2 N . \quad (41)$$

Jeżeli $N = 2^K$, to układ jest nośnikiem K bitów informacji.

Realizacja fizyczna bitu



Rysunek 6: Rozkład Fermiego-Diraca dla $T = 0$.

Dowolny układ fizyczny o dwóch stanach, które oznaczamy jako stan 0 i stan 1.

Przykłady:

- dioda prostownicza w stanie wyłączenia prądu (0) i stanie przewodzenia (1)
- kondensator rozładowany (0) i naładowany (1)
- tranzystor [w stanie wyłączenia prądu (0) i stanie przewodzenia (1)]

11.2 Spinowy bit kwantowy (kubit spinowy)

Stany własne z -owej składowej cząstki o spinie $1/2$ stanowią bazę w dwuwymiarowej przestrzeni Hilberta.

W informatyce kwantowej stany te oznaczamy następująco:

$$|0\rangle \equiv |\alpha\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (42)$$

$$|1\rangle \equiv |\beta\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (43)$$

Definicja **kubitu spinowego**

$$|\psi\rangle = a_0|0\rangle + a_1|1\rangle, \quad (44)$$

gdzie a_0 i a_1 są zespolonymi amplitudami spełniającymi warunek unormowania

$$|a_0|^2 + |a_1|^2 = 1. \quad (45)$$

Kubit w reprezentacji macierzowej

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \end{pmatrix}. \quad (46)$$

Przykład operacji logicznej na kubicie: operacja negacji Dla stanów bazy

$$U_{NOT}|1\rangle = |0\rangle, \quad U_{NOT}|0\rangle = |1\rangle. \quad (47)$$

W wyniku operacji NOT kubity bazy ulegają zamianie: $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$.

Operacja negacji dla kubitów $|\psi\rangle$

$$U_{NOT} \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_0 \end{pmatrix}. \quad (48)$$

Jawna postać operatora negacji

$$U_{NOT} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (49)$$

Do wykonania operacji negacji na kubicie spinowym służy x -owa macierz Pauliego $\sigma_x \equiv U_{NOT}$.

12 Zastosowania

Spektroskopia w polu magnetycznym

- spektroskopia ESR (elektronowy spinowy rezonans), metoda badania struktury elektronowej atomów, molekuł i ciał stałych oparta na spinowym efekcie Zeemana

Ferromagnetyzm

Ferromagnetyzm jest **kwantową własnością materiałów**, która wynika z istnienia spinu elektronów.

Zgodnie z **modelem Heisenberga** za ferromagnetyzm odpowiedzialne **kwantowe oddziaływanie wymienne** pomiędzy elektronami zlokalizowanymi na atomach substancji ferromagnetycznej.

Oddziaływanie to opisujemy za pomocą **hamiltonianu Heisenberga**

$$H = - \sum_{\langle i,j \rangle} J(\mathbf{R}_{ij}) \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (50)$$

gdzie suma biegnie po wszystkich różnych parach atomów $\langle i, j \rangle$, \mathbf{R}_{ij} jest wektorem określającym wzajemne położenie atomów i, j , $J(\mathbf{R}_{ij})$ jest **całką wymiany**, \mathbf{S}_i i \mathbf{S}_j są (efektywnymi) spinami atomów zlokalizowanymi w położeniach i oraz j .

Dla ferromagnetyka $J > 0$, natomiast dla diamagnetyka $J < 0$.

W ferromagnetyku [zgodnie z (50)] stan o minimalnej energii występuje dla **równoległego ułożenia spinów atomów**.

Ważna uwaga:

Wartość całki wymiany J wynika z **oddziaływań elektrostatycznych (kulombowskich)** pomiędzy jądrami atomów i elektronami oraz elektronów pomiędzy sobą.

A zatem za ferromagnetyzm odpowiedzialne są oddziaływania elektrostatyczne pomiędzy naładowanymi elektrycznie cząstkami (jądrami atomów i elektronami), które prowadzą do uporządkowania spinów, czyli powstawania domen magnetycznych.

Spintronika

Elektronika oparta na prądach spolaryzowanych spinowo.

- filtr spinowy
- dioda spinowa
- tranzystor spinowy

Obliczenia kwantowe i zapis informacji na kubitach spinowych

⇒ komputer kwantowy