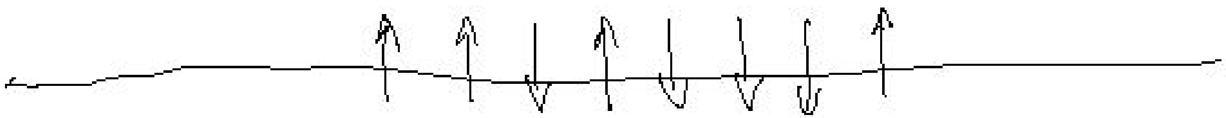
25 XI 2013 Procedura grupy renormalizacji i jej znaczenie w fizyce 1.

$$W = 2^{N_A}$$



$$E = \sum_{i=1}^{W} S_i \cdot S_{i+1} \cdot E_0$$

$$Z = \sum_{\{S_i\}_{i=1}^{W}} e^{-E/kT}$$

$$e^{-i\underset{\substack{\uparrow \\ E}}{H}t/\hbar}$$

$$H = M_{2\times 2} = \begin{pmatrix} a & b \\ b & c \end{pmatrix}$$

$$M_{2\times 2}\left(x\begin{bmatrix}1\\0\end{bmatrix} + y\begin{bmatrix}0\\1\end{bmatrix}\right) \longrightarrow \begin{bmatrix} ax+by \\ bx+cy \end{bmatrix}$$

$$S_{i+1} = M_{2\times 2}\, S_i$$

Fizyka statystyczna (klasyczna) i Mechanika Kwantowa są powiązane ze sobą

MK $\underset{V}{d} + \underset{t}{1} = D \longleftrightarrow$ FS $\underset{V}{D}$

Wszechświat dwu
$|1\rangle \quad |2\rangle$
stanowy

$e^{-iHt/\hbar}$

$e^{-E/kT} = e^{-\Sigma E_i/kT}$
$= e^{-E_1/kT - E_2/kT \dots}$
$= e^{-E_1/kT} \cdot e^{-E_2/kT} \dots$

(2.)

$H|1\rangle = a|1\rangle + b|2\rangle$

$H|2\rangle = c|2\rangle + b|1\rangle$

$e^{-iH\frac{t}{N\hbar}} e^{-iH\frac{t}{N\hbar}} \dots$

$\langle 1|H|1\rangle = a\langle 1|1\rangle = a$

$\langle 2|H|2\rangle = c$

$\langle 2|H|1\rangle = b = \langle 1|H|2\rangle$

$M_{2\times 2} = H_2 = \begin{bmatrix} a & b \\ b & c \end{bmatrix}$

$2 \to 3$

$M_{3\times 3} = H_3 = \begin{bmatrix} d & e & f \\ e & \tilde{a} & \tilde{b} \\ f & \tilde{b} & \tilde{c} \end{bmatrix}$

$L_p \sim 10^{80}$

$3 \to 2^{10^{80}}$?

~liczba protonów w naszym wszechświecie

3.

$b>1$, $N\times N$, $H_{mn} = \langle m|H|n\rangle = b^n \delta_{mn} - g\, b^{\frac{m+n}{2}}$ $\leftarrow$ kandydat na prawo przyrody

$E_1 = b$, $E_2 = b^2$, $E_3 = b^3$, $E_{-16} = b^{-16}$

$E_{-10} \sim 10^{10} - E \sim 10^{10}$

zakres 21×21

$$\boxed{H_{mn} = E_m \delta_{mn} - g\sqrt{E_m E_n}}$$

Jakie stany ewoluują w sposób spokojny (praktycznie stabilny),

$e^{-iHt/\hbar}\psi$, $H\psi_\lambda = \lambda\psi_\lambda$, $e^{-iHt/\hbar}\psi_\lambda = e^{-i(E_\lambda = \lambda)t/\hbar}$.

$$H_{mn} = b^m \delta_{mn} - g\, b^{\frac{m+n}{2}}$$

Newton $\rightarrow$ George E. Smith
Stanford U., Lectures
"The Missing Link"?

(4.)

$$\sum_{n=1}^{W} H_{mn} \psi_n = \lambda \psi_m \qquad m \in [M, N]$$

$M<0 \quad N>0$

$$m \qquad b^m \psi_m - g \sum_{n=M}^{N} b^{\frac{m+n}{2}} \psi_n = \lambda \psi_m ,$$

$N-M+1$ rovnic, dla wszystkich m.

$$b^m \psi_m - g\, b^{\frac{m}{2}} \underbrace{\left(\sum_n b^{\frac{n}{2}} \psi_n \right)}_{C} = \lambda \psi_m .$$

$$(b^m - \lambda) \psi_m = g\, b^{\frac{m}{2}} \cdot c \; , \quad \psi_m = \frac{g\, c\, b^{m/2}}{b^m - \lambda} \; , \quad c = \sum_n b^{\frac{n}{2}} \psi_n = \sum_n \frac{b^{\frac{n}{2}} g\, b^{\frac{n}{2}} c}{b^n - \lambda} .$$

5.

$$c = \sum_n b^{\frac{n}{2}} \psi_n = \sum_n \frac{b^{\frac{n}{2}} g b^{\frac{n}{2}} c}{b^n - \lambda}, \qquad 1 = g \sum_{n=M}^{N} \frac{b^n}{b^n - \lambda}, \qquad b > 1 .$$

$$1 = g\, \text{coś}(\lambda) + g(N-k)$$

$$b^n \gg \lambda$$

$$N \to \infty$$

$$1 \cong g \sum_{n=M}^{k/b^k \sim \lambda} \frac{b^n}{-\lambda} + g \sum_{k/b^k \sim \lambda}^{N} \frac{b^n}{b^n}$$

$$E_N = b^N \qquad \ln E_N = N \ln b = N$$

$$b = e$$

pomijamy $b^n < \lambda$ pomijamy $\lambda < b^n$

$$1 = g\, \text{coś}(\lambda) + g\left(\ln E_N/E_0 - \ln E_k/E_0\right)$$

$$g(\text{coś skończonego}_{E_\lambda}) + g(N-k) = 1$$

$$b^k \sim \lambda = E_\lambda .$$

$$1 = g\, \text{coś}(\lambda) + g\,\infty, \qquad \boxed{g \to g_N} .$$

(6.)

$$1 = g \cos(\ldots) + g \ln \frac{E_N}{\ldots} = g \cos(E_{dośw}) + g \ln \frac{E_N}{E_{dośw}}$$

$\ldots = E_{dośw}$

$$1 = g \left(\cos + \ln \frac{E_N}{E_{dośw}} \right)$$

$$g_N = \frac{1}{\cos(E_{dośw}) + \ln \frac{E_N}{E_{dośw}}}$$

$$g \to g(E_N) = g_N$$

$\boxed{\text{Jak to zrozumieć? Wyjaśnię, gdy powstanie potrzeba.}}$

$E_N \to \infty$

$g_N \to 0$. Asymptotyczna swoboda.

Umiemy ustalić, że w doświadczeniach w obserwowanym zakresie energii, tzn. w dynamice stanów $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, \ldots, |K\rangle$ oddziaływania można opisać hamiltonianem, którego macierz ma postać

$$H_{kl} = \langle k|\hat{H}|l\rangle \simeq D\left[b^k \delta_{kl} - g\, b^{\frac{k+l}{2}}\right] \qquad g \ll 1.$$

$b > 1$

Stany $|1\rangle, |2\rangle, \ldots, |K\rangle$ można tak ponumerować i D można tak dobrać, żeby $\underset{\text{jedn. }E}{1}$ $Db^1 = b^M$, M duże ujemne, $Db^K = b^N$, N duże dodatnie i

ZAŁ: $$H_{mn} = \left[b^m \delta_{mn} - g\, b^{\frac{m+n}{2}}\right] \cdot (liczba \sim 1)$$

ominąć granicę $N \to \infty$

$M \leq n \leq N$, to H_{mn} jest model podstawowego prawa przyrody, to rozciągnięcie tego prawa.

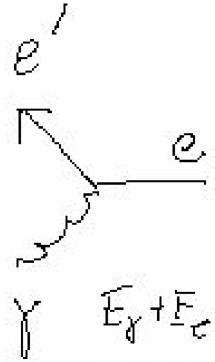
jednostki zmiany energii.

$$H_{mn} = \left[b^m \delta_{mn} - g\, b^{\frac{m+n}{2}} \right], \quad \hat{H}|\psi\rangle = E|\psi\rangle, \quad \sum_{n=M}^{N} H_{mn} \psi_n = \underset{?}{E} \psi_m$$

$E<0$

dla $m = M, M+1, \ldots, N-1, N$

$$b^m \psi_m - g\, b^{\frac{m}{2}} \underbrace{\sum_{n=M}^{N} b^{\frac{n}{2}} \psi_n}_{C} = E \psi_m$$



$E_\gamma + E_{e'} \gg E_e$

$$(b^m - E)\psi_m = \underbrace{g\, b^{\frac{m}{2}} \cdot C}_{\text{liczba}}$$

$$C = \sum_{n=M}^{N} b^{\frac{n}{2}} \cdot \frac{g\, b^{\frac{n}{2}} C}{b^n - E}$$

$$\psi_m = \frac{g\, b^{\frac{m}{2}} \cdot C}{b^m - \underset{?}{E}}$$

$$\frac{1}{g} = \sum_{n=M}^{N} \frac{b^n}{b^n - \underline{E}} \approx \sum_{n=M}^{-1} \frac{b^n}{-E} + \frac{1}{1-E} + \sum_{n=1}^{N} \left(\frac{b^n}{b^n} = 1 \right)$$

$E \sim 1$

$$\underset{\rightarrow 0}{\frac{1}{g}} = \cos(E) + \underset{\rightarrow \infty}{N}.$$

$$\frac{1}{g} = \cos(E) + N$$

$\Rightarrow$ To znaczy, że g musi zależeć od N, żeby E w doświadczeniu mogło być opisywane teorią z dowolnie dużym N.

$$g = \frac{1}{\cos(E) + N} < g_N$$

Którą energię E użyć do definicji g_N ?

Możemy wybrać jedno $E = E_{dośw}$, położyć

$$g_N = \frac{1}{\cos(E_{dośw}) + N}$$

i w dalszej teorii okaże się, że w granicy $N \to \infty$ wszystkie inne Energie doświadczalne spełnią (2) ...

... warunki:

1) Energie doświadczalne przewidywane z naszego równania nie będą zależały od N
2) Będą wyjaśniały dane.

$$b^m \psi_m - g\, b^{\frac{m}{2}} \underbrace{\sum_{n=M}^{N} b^{\frac{n}{2}} \psi_n}_{\Sigma_N} = E \psi_m$$

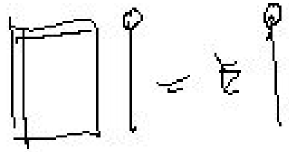
$$b^N \sim E_{max\,QED} \sim m_e c^2 \cdot e^{137}$$

$$e = 2.71\ldots$$

$$137 \sim \frac{1}{\alpha}$$

10.

b^N eliminujemy z teorii



$$b^N \psi_N - g\, b^{\frac{N}{2}} \underbrace{\sum_{n=M}^{N-1} b^{\frac{n}{2}} \psi_n}_{\Sigma_{N-1}} - g\, b^{\frac{N}{2}}\, b^{\frac{N}{2}} \psi_N = E \psi_N$$

$$\left(b^N - E - g\, b^N\right) \psi_N = g\, b^{\frac{N}{2}} \underbrace{\sum_{n=M}^{N-1} b^{\frac{n}{2}} \psi_n}_{\Sigma_{N-1}}$$

$$\psi_N = \frac{g\, b^{\frac{N}{2}} \Sigma_{N-1}}{b^N \left(1 - g - \underbrace{E/b^N}\right)} = \frac{g\, b^{-\frac{N}{2}}}{1-g} \Sigma_{N-1}$$

$$M \leq m \leq N-1$$

$$b^m \psi_m - g\, b^{\frac{m}{2}} \Sigma_{N-1} - g\, b^{\frac{m}{2}}\, b^{\frac{N}{2}} \psi_N = E \psi_m$$

11.

$$b^{m}\psi_m - g\, b^{\frac{m}{2}}\Sigma_{N-1} - g\, b^{\frac{m}{2}}\, b^{\frac{N}{2}}\psi_N = E\psi_m$$

$$\frac{g\, b^{-\frac{N}{2}}}{1-g}\,\Sigma_{N-1}$$

ta sama treść co miała N, ale $N \to N-1$

i $g \to g + \frac{g^2}{1-g}$

$$g + \frac{g^2}{1-g} = \frac{g}{1-g}$$

$$b^{m}\psi_m - g\, b^{\frac{m}{2}}\Sigma_{N-1} - g\, b^{\frac{m}{2}}\frac{g}{1-g}\Sigma_{N-1} = E\psi_m$$

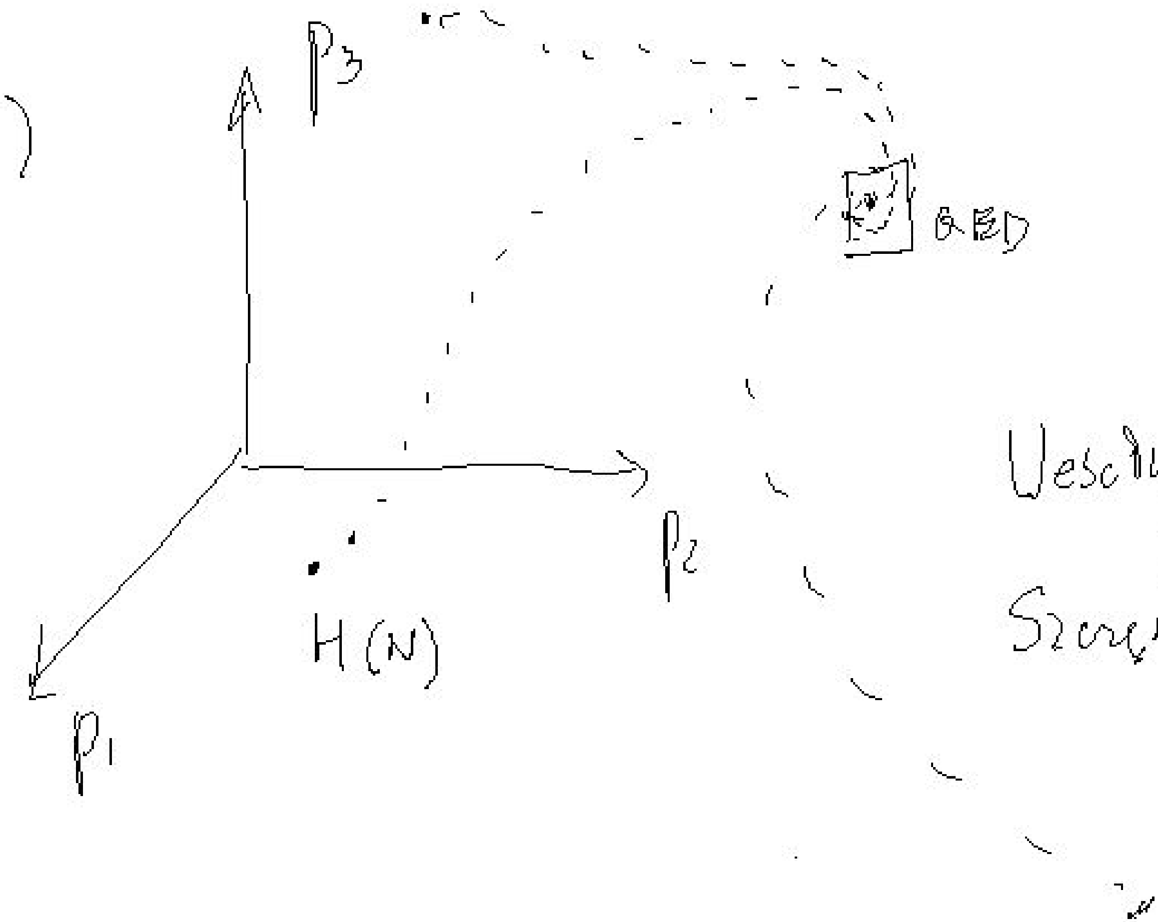
$$b^{m}\psi_m - \left[g + \frac{g^2}{1-g}\right] b^{\frac{m}{2}}\Sigma_{N-1} = E\psi_m$$

$N \to N-1$

$g \to \frac{g}{1-g}$

$$g_N \to g_{N-1} = \frac{g_N}{1-g_N} \to g_{N-2} = \frac{g_{N-1}}{1-g_{N-1}} = \frac{g_N/1-g_N}{1-\;g_N/1-g_N} = \frac{g_N}{1-2g_N} \to g_{N-3} = \frac{g_N}{1-3g_N}$$ itd.

H (parametry)



Wesołych Świąt.

Szczęśliwego NR.