Краткие сообщения по физике № 3-1986 г.

УДК 539.12.01

О ПОТЕНЦИАЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТАТИЧЕСКИХ НУКЛОНОВ

А.Ф. Измайлов* , А.Р. Кессель* , В.Я. Файнберг

Методом канонического преобразования без предположения о малости константы связи получено непертурбативное выражение для статического потенциала между нуклонами в скалярной изотопинвариантной мезодинамике. В пределе слабой связи возникает потенциал Юкавы; в случае сильной связи потенциал меняет знак.

Идея о том, что ядерные силы возникают в результате обмена между нуклонами более легкими частицами принадлежит Тамму /1/ и Юкаве /2/. В случае обмена скалярными незаряженными частицами в пределе тяжелых (статических) нуклонов возникает известный потенциал Юкавы. Однако в случае изотопинвариантного взаимодействия нуклонов с π-мезонами даже в статистическом пределе задача о диагонализации гамильтониана системы не решается точно. В квазиклассическом приближении подобная задача была рассмотрена в работе /3/. Однако константа связи не является малой и нельзя пользоваться теорией возмущений.

В работе /4/ при решении задачи о взаимодействии спинов через поле фотонов в кристалле был предложен вариант метода последовательных канонических преобразований, позволяющий получить уже в первом приближении для потенциала выражение, нетривиально зависящее от константы связи. Цель настоящей работы – применить этот метод к частичной диагонализации гамильтониана изотопинвариантного взаимодействия статических нуклонов со скалярными мезонами, исследовать качественное поведение возникающего потенциала в области промежуточной и сильной связи.

Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$H = M_0 + \frac{1}{2} \sum_l \int [\pi_l^2(\vec{x}) + \varphi_l(\vec{x})(-\Delta + \mu^2)\varphi_l(\vec{x})]d\vec{x} + V, \tag{1}$$

$$V = \sum_l \sum_a \int \tau_l^a \varphi_l(\vec{x}) \rho^a(\vec{x})\, d\vec{x}, \quad l = 1,2,3.$$

Здесь $[\pi_l(\vec{x}),\ \varphi_j(\vec{y})] = -i\delta_{lj}\delta(\vec{x}-\vec{y})$; $[\tau_l^a;\ \tau_j^\beta] = i\delta^{a\beta}\sum_k \epsilon_{ljk}\tau_k^a$; $\rho^a(\vec{x})$ – формфактор a-го нуклона; $a = 1, ..., N$; M_0 – суммарная неперенормированная масса нуклонов. В пределе точечного нуклона $\rho^a(\vec{x}) = g\delta(\vec{x} - \vec{x}_a)$, где g – константа связи. Выберем каноническое преобразование в виде:

$$U = U_3U_2U_1, \quad U_l = \exp[i\sum_a \int \pi_l(\vec{x})\tau_l^a \lambda^a(\vec{x})\, dx],$$

где $\lambda^a(\vec{x})$ выбирается из условия исчезновения линейных членов по $\varphi_l(\vec{x})$ из преобразовательного гамильтониана:

$$(-\Delta + \mu^2)\lambda^a(\vec{x}) = -\rho^a(\vec{x}).$$

Используя соотношения $U_l^{-1}\varphi_l(\vec{x})U_l = \varphi_l(\vec{x}) + \sum_a \tau_l^a \lambda^a(\vec{x})$ и формулы вида $U_2^{-1}\tau_1^a U_2 = \tau_1^a \operatorname{ch}\xi_1^a - i\tau_3^a \operatorname{sh}\xi_1^a$, где $\xi_1^a = i\int \pi_l(\vec{x})\lambda^a(\vec{x})\, d\vec{x}$, получим для преобразованного гамильтониана $\widetilde{H} = U^{-1}HU$ довольно громоздкое выражение, сложным образом зависящее от константы связи.

* Казанский ФТИ АН СССР.

Если усреднить $\widetilde{H}$ по фоковскому вакууму мезонов, ввести перенормированную массу нуклонов $M = M_0 + \Delta M$ и провести симметризацию по изотопическим индексам*, то получим $\widetilde{H} = M + \widetilde{V}$, где $\widetilde{V}$ – эффективный потенциал;

$$V = \sum_{\alpha\neq\beta} P_{\alpha\beta}\tau^{\alpha}\tau^{\beta}; \quad P_{\alpha\beta} = V_{\alpha\beta}D_{\alpha\beta}; \tag{2}$$

$$V_{\alpha\beta} = -\int \rho^{\alpha}(\vec{x})\,(-\Delta + \mu^2)^{-1}\rho^{\beta}(\vec{x})\,d\vec{x} = -\frac{1}{4\pi}\int \rho^{\alpha}(\vec{x})\,\frac{e^{-\mu|\vec{x}-\vec{y}|}}{|\vec{x}-\vec{y}|}\,\rho^{\beta}(\vec{y})\,d\vec{x}d\vec{y};$$

$$D_{\alpha\beta} = \frac{1}{3}\,[e^{-2a}(2 - \mathrm{ch}\,2a_{\alpha\beta}) + 2e^{-3a+2a_{\alpha\beta}} + e^{-4a+2a_{\alpha\beta}}\,\mathrm{ch}\,2a_{\alpha\beta} - 1].$$

Здесь $a_{\alpha\beta} = \frac{1}{4}\int \rho^{\alpha}(\vec{x})\,(-\Delta + \mu^2)^{-3/2}\,\rho^{\beta}(\vec{x})\,d\vec{x}$, $a = \frac{1}{4}\int \rho^{\alpha}(\vec{x})\,(-\Delta + \mu^2)^{-3/2}\rho^{\alpha}(\vec{x})\,d\vec{x}$.

В случае точечных нуклонов

$$a_{\alpha\beta} = \frac{G}{2\pi z_{\alpha\beta}}\int_0^{p_m}\frac{t\sin(tz_{\alpha\beta})}{(1+t^2)^{3/2}}\,dt, \qquad a = \frac{G}{2\pi}\,[\ln|p_m + \sqrt{1+p_m^2}| - p_m/\sqrt{1+p_m^2}],$$

где $G = g^2/4\pi$; $z_{\alpha\beta} = \mu|\vec{x}_\alpha - \vec{x}_\beta|$; $p_m = k_m/\mu$ (k_m – предельный импульс); $V_{\alpha\beta}$ – потенциал Юкавы для двух статических нуклонов, расположенных на расстоянии $|\vec{x}_\alpha - \vec{x}_\beta|$; $D_{\alpha\beta}$ – функция, описывающая отклонение полного потенциала взаимодействия от закона Юкавы.

Проанализируем поведение потенциала $P_{\alpha\beta}$ в зависимости от двух безразмерных параметров: G и p_m. При a и $a_{\alpha\beta} \ll 1$ (что имеет место при $p_m \leqslant 1$ и $G \sim 1$) функция $D_{\alpha\beta}$ становится равной единице и потенциал $P_{\alpha\beta}$ приобретает форму потенциала Юкавы $V_{\alpha\beta}$. При больших p_m или при $G \gg 1$ теория возмущений по a, $a_{\alpha\beta}$ неприменима, функция $D_{\alpha\beta}$ меняет знак ($D_{\alpha\beta} = -1/3$), что означает замену притяжения в (2) на отталкивание. Отсюда следует: чтобы в принятой модели существовало притяжение нуклонов, необходимо присутствие в теории предельного импульса k_m.

Потенциал $P_{\alpha\beta}$ в области $G \sim 10$ качественно воспроизводит ход эмпирического потенциала $P_{эмп}$ между нуклонами, который определяется в экспериментах по нуклон-нуклонному рассеянию. Описание $P_{эмп}$ с единых позиций в рамках традиционных подходов осуществить не удается /5/. Таким образом, предлагаемый здесь микроскопический подход выгодным образом отличается от традиционных тем, что исходит только из одного типа локальной связи мезонов с нуклонами, развит в рамках теории, основанной на малом числе достаточно простых положений и содержит только два естественных параметра – константу взаимодействия и предельный импульс.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т а м м И. Е. Nature, 133, 981 (1934).
2. Y u k a w a H. Proc. Phys. Math. Soc. Japan, 17, 48 (1935).
3. Б а р б а ш о в Б. М., П е р в у ш и н В. И. ТМФ, 3, 320 (1970).
4. И з м а й л о в А. Ф., К е с с е л ь А. Р. ЖЭТФ, 85, 1081 (1983).
5. О г а в а С., С а в а д а С., Н а к а г а в а М. Составные модели элементарных частиц. М., Мир, 1983, с. 296.

Поступила в редакцию 20 января 1986 г.

* Симметризация по изотопическим индексам необходима потому, что каноническое преобразование $U = U_3U_2U_1$ нарушает изотопинвариантность преобразованного $\widetilde{H}$.