

УДК 539.12

## ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ КОМПТОНОВСКАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ КАОНОВ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГАМИЛЬТОНОВОЙ ДИНАМИКЕ<sup>1</sup>

© 2004 В.В. Андреев<sup>2</sup>, А.Ф. Крутов<sup>3</sup>

В работе проведено вычисление обобщенной электрической поляризуемости заряженных каонов, которые рассматриваются как релятивистская система двух точечных спинорных кварков с КХД-мотивированным потенциалом взаимодействия. Исследуется вопрос о соотношении между статической и обобщенной электрической поляризуемостями каонов в рамках данного подхода.

### Введение

Как известно (см., например, обзор [1]), поляризуемости элементарных частиц вводятся для феноменологического учета влияния структуры частиц на их двухфотонные взаимодействия при низких энергиях и являются источником дополнительной информации, получаемой из данных по упругому рассеянию этих частиц. Электромагнитные поляризуемости частиц характеризуют дипольные моменты, индуцируемые внешним электромагнитным полем, и следовательно, связаны со способностью составной системы деформироваться в этом поле. Численная оценка электромагнитных поляризуемостей элементарных частиц косвенно позволяет судить о характере взаимодействия между частицами, образующими систему. Так, например, в различных вариантах киральной пертурбативной теории ( $\chi PT$ -теориях), основанных на феноменологических лагранжианах с динамической  $SU(n) \times SU(n)$ ,  $n = 2, 3, 4$  симметрией (см., например, [2]), поляризуемости мезонов являются одним из ключевых тестов по пониманию природы киральной симметрии и ее нарушения.

<sup>1</sup>Представлена доктором физико-математических наук профессором В.А. Салеевым.

<sup>2</sup>Андреев Виктор Васильевич ([andreev@gsu.unibel.by](mailto:andreev@gsu.unibel.by)), кафедра теоретической физики Гомельского государственного университета, 246019, г. Гомель, ул. Советская, 104.

<sup>3</sup>Крутов Александр Федорович ([krutov@ssu.samara.ru](mailto:krutov@ssu.samara.ru)), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

Экспериментальное изучение поляризуемостей мезонов в настоящее время ограничивается лишь измерениями поляризуемостей пионов. Электромагнитные поляризуемости пионов определялись в процессах комптоновского рассеяния пионов [3, 4]:

$$\gamma + P \rightarrow \gamma + P$$

и в процессах рождения пионных пар в фотон–фотонном рассеянии [5]:

$$\gamma + \gamma \rightarrow P + \bar{P}.$$

Извлекаемые из этих экспериментов электрическая  $\bar{\alpha}$  и магнитная поляризуемости  $\bar{\beta}$  называют обобщенными или комптоновскими поляризуемостями. Как показано (см., например, [1]) обобщенная электрическая поляризуемость  $\bar{\alpha}$  может быть представлена в виде суммы двух частей:

$$\bar{\alpha} = \alpha_0 + \Delta\alpha. \quad (1)$$

В равенстве (1) величина  $\alpha_0$  называется статической поляризуемостью и связана с наведенным электрическим дипольным моментом. Выражение для  $\alpha_0$  имеет следующий вид:

$$\alpha_0 = \frac{2}{3} \sum_{n \neq 0} \frac{|\langle n | \mathbf{D} | 0 \rangle|^2}{E_n - E_0}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{D}$  — оператор электрического дипольного момента составной системы.

Слагаемое  $\Delta\alpha$  учитывает структуру составной системы и в главном приближении выражается через среднеквадратичный радиус составной системы. Для бесспинового случая (например, скалярного мезона  $P$ ) это слагаемое записывается так [1]:

$$\Delta\alpha = \frac{e_P^2 \langle r_P^2 \rangle}{3M_P}, \quad (3)$$

где  $e_P$  и  $M_P$  являются зарядом и массой мезона соответственно,  $\langle r_P^2 \rangle$  — среднеквадратичный радиус мезона. Заметим, что представление, аналогичное (1), имеет место и для магнитной поляризуемости.

В настоящее время имеется расхождение как в различных экспериментальных данных по поляризуемостям мезонов, так и в различных теоретических предсказаниях на эту величину. Поэтому в связи с планированием в ближайшем будущем новых экспериментов по измерению поляризуемостей мезонов с более высокой степенью точности [6], задача по вычислению этих поляризуемостей приобретает новый интерес. Основной упор в предстоящих экспериментальных исследованиях делается на изучение поляризуемостей  $\pi$ -мезонов, однако в этих экспериментах впервые планируется измерить также и поляризуемости каонов.

В текущей литературе имеется достаточно большое число теоретических предсказаний электрических поляризуемостей заряженных адронов, и в частности, мезонов. Отметим среди них расчеты с использованием эффективных лагранжианов (см. [7–12]) и алгебры токов (см., например, [13]),

а также вычисления поляризуемостей мезонов в рамках нерелятивистской кварковой модели в работах [1, 15–19]. Подробную библиографию можно найти в обзоре [20].

Расчеты релятивистских поправок к поляризуемостям в рамках составных моделей встречают трудности. Среди такого рода расчетов выделим работу [14], в которой на основе теории возмущений получены релятивистские поправки к поляризуемостям составных систем с электромагнитным взаимодействием.

В рамках составных релятивистских кварковых моделей расчеты обобщенных (комптоновских) поляризуемостей каонов с реалистичными межкварковыми потенциалами практически не проводились. Отметим только релятивистские расчеты поляризуемостей пионов как составных систем в рамках квазипотенциального подхода с модельными квазипотенциалами в работе [22] и в полурелятивистской модели (с релятивистской кинетической частью гамильтониана и нерелятивистским оператором дипольного взаимодействия) [21]. В работах [23, 24] получены оценки электрической статической поляризуемости  $\alpha_0$  для заряженных и нейтральных пионов в рамках релятивистской кварковой модели, основанной на релятивистской гамильтоновой динамике (РГД).

Изучение релятивистских эффектов при описании поляризуемости является актуальной задачей. До сих пор не ясно, как релятивизм влияет на деформацию связанной системы во внешнем электромагнитном поле. Релятивистские вклады состоят из поправок к волновой функции связанной системы и ее энергетическому спектру, а также из поправок к оператору дипольного взаимодействия системы с внешним электромагнитным полем. Другим важным вопросом является изучение соотношения между статической  $\alpha_0$  и обобщенной  $\bar{\alpha}$  электрической поляризуемостями.

Исследование этих вопросов затруднено тем, что релятивистские уравнения движения для связанных систем (типа Солпитера, квазипотенциальные и др.) даже с простейшими потенциалами не имеют аналитических решений.

Цель данной работы — вычисление обобщенной электрической поляризуемости заряженных каонов, которые рассматриваются как релятивистская система двух точечных спинорных кварков с КХД-мотивированным потенциалом взаимодействия, построенным в [25]. Оценка электрической поляризуемости проводится с использованием методики, разработанной в [24] на основе квантово-механической теории возмущений и вариационного метода. Для описания связанной системы и ее характеристик, необходимых для расчета поляризуемости, мы используем пуанкаре-ковариантную модель на основе релятивистской гамильтоновой динамики [26]. В работе также исследуется вопрос о соотношении в рамках данной модели между статической  $\alpha_0$  и обобщенной  $\bar{\alpha}$  электрическими поляризуемостями каонов.

## 1. Описание связанной двухчастичной системы в РГД

В нашем подходе мезон представляется как связанная система двух точечных частиц: кварка  $q$  и антикварка  $\bar{Q}$  с массами  $m_q, m_Q$  и электрическими зарядами  $e_q$  и  $e_Q$  соответственно. Рассмотрим кратко, как описывается такого рода связанная релятивистская система в рамках РГД.

Релятивистская гамильтонова динамика отличается от обычной нерелятивистской квантовой механики тем, что генераторы преобразований, из которых строятся операторы наблюдаемых полного коммутирующего набора, должны подчиняться алгебре группы Пуанкаре. Построение релятивистской квантово-механической модели связанной системы в РГД начинают с построения модели для системы невзаимодействующих частиц, а затем вводят взаимодействие  $\hat{V}$  таким образом, чтобы выполнялось требование пуанкаре-инвариантности, реализуемое в виде алгебры Пуанкаре на множестве динамических наблюдаемых системы.

Рассмотрим систему двух невзаимодействующих частиц с массами  $m_1$  и  $m_2$ , проекциями спинов  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  и соответственно с 4-импульсами

$$p_1 = (\omega_{m_1}(\mathbf{p}_1), \mathbf{p}_1), \quad p_2 = (\omega_{m_2}(\mathbf{p}_2), \mathbf{p}_2). \quad (4)$$

Введем полный импульс системы этих частиц

$$\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 \quad (5)$$

и относительный импульс

$$\mathbf{k} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) + \frac{\mathbf{P}}{M_0} \left( \frac{s - M_0(\omega_{m_Q}(\mathbf{p}_2) - \omega_{m_q}(\mathbf{p}_1))}{\omega_{M_0}(\mathbf{P}) + M_0} \right), \quad (6)$$

где величина

$$M_0^2 = \omega_{M_0}^2(\mathbf{P}) - \mathbf{P}^2 \quad (7)$$

является эффективной массой свободной системы, а величина  $s = m_Q^2 - m_q^2$ . В соотношениях (4), (6) введено обозначение  $\omega_m(\mathbf{p}) = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$ .

Следующим шагом в РГД является добавление взаимодействия  $\hat{V}$  в оператор массы  $M_0$  (7):

$$\hat{M} \equiv M_0 + \hat{V}. \quad (8)$$

Если оператор  $\hat{V}$  удовлетворяет условиям

$$\hat{M} = \hat{M}^\dagger, \quad \hat{M} > 0, \quad [\mathbf{P}, \hat{V}]_- = [i\nabla_{\mathbf{P}}, \hat{V}]_- = [\mathbf{J}, \hat{V}]_- = 0, \quad (9)$$

где  $\mathbf{J}$  — оператор углового момента связанной системы, то новый набор операторов удовлетворяет перестановочным соотношениям группы Пуанкаре, как и в случае свободной системы [26].

Задача на собственные значения для оператора массы связанного состояния  $\Psi$  с полным импульсом  $\mathbf{Q}$ , массой  $M_\Psi$ , спином  $J$  и проекцией спина  $\mu$  может быть записана в виде:

$$\hat{M} |\Psi_{\mathbf{Q}, J, \mu}\rangle \stackrel{\text{def}}{=} (M_0 + \hat{V}) |\Psi_{\mathbf{Q}, J, \mu}\rangle = M_\Psi |\Psi_{\mathbf{Q}, J, \mu}\rangle. \quad (10)$$

Волновая функция (ВФ) связанной системы в РГД удовлетворяет в общем случае уравнению (см. [26]):

$$\begin{aligned} & \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \int \langle \mathbf{k}, \sigma_1, \sigma_2 \parallel \hat{V} \parallel \mathbf{k}', \lambda_1, \lambda_2 \rangle \Phi_{\mathbf{Q}; \lambda_1 \lambda_2}^{J\mu}(\mathbf{k}') d\mathbf{k}' = \\ & = \left( M_\Psi - \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_q^2} - \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_Q^2} \right) \Phi_{\mathbf{Q}; \sigma_1 \sigma_2}^{J\mu}(\mathbf{k}) \end{aligned} \quad (11)$$

с редуцированным матричным элементом:

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{P}, \mathbf{k}, \sigma_1, \sigma_2 \parallel \hat{V} \parallel \mathbf{P}', \mathbf{k}', \lambda_1, \lambda_2 \rangle = \\ & = \delta(\mathbf{P} - \mathbf{P}') \langle \mathbf{k}, \sigma_1, \sigma_2 \parallel \hat{V} \parallel \mathbf{k}', \lambda_1, \lambda_2 \rangle. \end{aligned} \quad (12)$$

Как следует из вышеизложенного, модели для описания релятивистской системы в рамках РГД можно отнести к релятивистским потенциальным моделям. Для того чтобы подчеркнуть, что построение основано на использовании теории представлений группы Пуанкаре, такие модели часто называют пуанкаре-ковариантными моделями.

Для нахождения значения электрической поляризуемости необходимо решить уравнение (10) для релятивистской связанной системы в стационарном электрическом поле. В предположении, что связанная система находится в относительно слабом однородном электростатическом поле напряженностью  $\mathbf{E}$ , задача на собственные значения (10) приводится к виду:

$$\left( M_0 + \hat{V} + \hat{V}_{\mathbf{E}} \right) | \Psi_{\mathbf{Q}, J, \mu}^{\mathbf{E}} \rangle = (M_\Psi + \Delta\epsilon) | \Psi_{\mathbf{Q}, J, \mu}^{\mathbf{E}} \rangle, \quad (13)$$

где оператор  $\hat{V}_{\mathbf{E}}$  — оператор дипольного взаимодействия релятивистской системы с внешним электрическим полем  $\mathbf{E}$  (см. раздел 1.1.), а величина  $\Delta\epsilon$  является поправкой к энергии основного состояния, которое описывается ВФ  $\Psi_{\mathbf{P}, J, \mu}$  и находится из решения уравнения (11).

### 1.1. Операторы взаимодействия

Одной из сложных задач при исследовании релятивистских систем в рамках потенциальных моделей является выбор реалистичного потенциала взаимодействия. В настоящей работе для описания псевдоскалярного и векторного мезонов используется оператор взаимодействия, структура которого определяется требованиями КХД [25] и который включает потенциал одноглюонного обмена и линейно запирающий потенциал. Кроме этого, мы используем известную процедуру "размазки" потенциала, содержащую один параметр. Такой оператор межкваркового взаимодействия в координатном представлении является суммой трех частей: кулоновской, запирающей и спин-спиновой взаимодействия [25]:

$$\hat{V}_{qQ}(r) = \hat{V}_{\text{Coulomb}}(r) + \hat{V}_{\text{linear}}(r) + \hat{V}_{SS}(r), \quad (14)$$

где  $r = |\mathbf{r}|$ .

Кулоновская часть потенциала после процедуры "размазки" имеет следующий вид:

$$\hat{V}_{\text{Coulomb}}(r) = -\frac{4}{3} \sum_{k=1}^3 \frac{\alpha_k}{r} \text{erf}(\tau_k r), \quad (15)$$

$$\text{erf}(x) = \left( \frac{2}{\sqrt{\pi}} \right) \int_0^x \exp(-t^2) dt,$$

где  $\text{erf}(x)$  — функция ошибок.

В выражении (15) используется параметризация бегущей константы связи  $\alpha_s(Q^2)$  в виде

$$\alpha_s(Q^2) = \sum_{k=1}^3 \alpha_k \exp(-Q^2/4\gamma_k^2), \quad (16)$$

где  $\alpha_1 = 0.25$ ,  $\alpha_2 = 0.15$ ,  $\alpha_3 = 0.2$ ,  $\gamma_1^2 = 1/4$ ,  $\gamma_2^2 = 5/2$ ,  $\gamma_3^2 = 250$ ,

$$\alpha_s^{\text{critical}} = \sum_k \alpha_k, \quad \alpha_s^{\text{critical}} = 0.60,$$

$$1/\tau_k^2 = 1/\gamma_k^2 + 1/\sigma^2,$$

а  $\sigma$  является параметром "размазки". Запирающая часть потенциала после "размазывания" определяется формулой:

$$\hat{V}_{\text{linear}}(r) = b r \left[ \frac{\exp(-\sigma^2 r^2)}{\sqrt{\pi} \sigma r} + \left( 1 + \frac{1}{2\sigma^2 r^2} \right) \text{erf}(\sigma r) \right] + w_0. \quad (17)$$

Спин-спиновое взаимодействие в межкварковом потенциале описывается выражением:

$$\hat{V}_{SS}(r) = -\frac{32\sigma^3}{9\sqrt{\pi}m_q m_Q} (\mathbf{S}_q \mathbf{S}_Q) \exp(-\sigma^2 r^2) \sum_k \alpha_k \text{erf}(\gamma_k r), \quad (18)$$

где  $\mathbf{S}_q$ ,  $\mathbf{S}_Q$  — операторы спинов кварков.

Оператор дипольного взаимодействия построим с помощью борновской амплитуды рассеяния фотона на конститuentных кварках (см. рисунок).

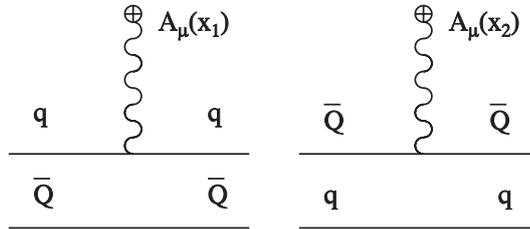


Рис. Фейнмановские диаграммы дипольного взаимодействия.

Оператор дипольного взаимодействия определяется соотношением

$$\langle f | \hat{V} | i \rangle = R_{fi}, \quad (19)$$

где  $R_{fi}$  связано с амплитудой рассеяния  $S$ :

$$S_{fi} = \delta_{fi} - i 2\pi \delta(E_f - E_i) R_{fi}. \quad (20)$$

Индексы  $i$  и  $f$  означают начальное и конечное состояния соответственно. Амплитуда в борновском приближении имеет вид

$$S_{fi} = -ie_q \int d^4x_1 \bar{\Psi}(x_1) \hat{A}(x_1) \Psi(x_1) - ie_Q \int d^4x_2 \bar{\Psi}(x_2) \hat{A}(x_2) \Psi(x_2), \quad (21)$$

где

$$\Psi_i(x_1) = u_{\lambda_i}(p_1) \exp(-ip_1x_1), \quad (22)$$

$$\Psi_i(x_2) = v_{\lambda_i}(p'_2) \exp(ip'_2x_2) \quad (23)$$

и  $\hat{A}(x)$  является оператором внешнего электромагнитного поля. Если внешнее электромагнитное поле является однородным электростатическим полем напряженностью  $\mathbf{E}$ , то оператор  $\hat{A}(x)$  принимает вид

$$\hat{A}^\mu(x) = (\hat{A}^0(x), \mathbf{0}) = (-\mathbf{rE}, \mathbf{0}). \quad (24)$$

После ряда преобразований оператор дипольного взаимодействия запишется в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{p}'_1, \lambda'_1, \mathbf{p}'_2, \lambda'_2 | \hat{V}_E | \mathbf{p}_1, \lambda_1, \mathbf{p}_2, \lambda_2 \rangle = \\ & = ie_q \delta(\mathbf{p}'_2 - \mathbf{p}_2) \delta_{\lambda'_2 \lambda_2} \frac{1}{\sqrt{4\omega_{m_q}(\mathbf{p}_1) \omega_{m_q}(\mathbf{p}'_1)}} \bar{u}_{\lambda'_1}(p'_1) \gamma_0 u_{\lambda_1}(p_1) \times \\ & \times [(\mathbf{E} \nabla_{\mathbf{p}_1}) \delta(\mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}_1)] + \\ & + ie_Q \delta(\mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}_1) \delta_{\lambda'_1 \lambda_1} \frac{1}{\sqrt{4\omega_{m_Q}(\mathbf{p}_2) \omega_{m_Q}(\mathbf{p}'_2)}} \bar{v}_{\lambda'_2}(p_2) \gamma_0 v_{\lambda_2}(p'_2) \times \\ & \times [(\mathbf{E} \nabla_{\mathbf{p}_2}) \delta(\mathbf{p}'_2 - \mathbf{p}_2)]. \end{aligned} \quad (25)$$

## 2. Методика оценки электрической поляризуемости

В этом разделе будет изложена общая методика оценки статической электрической поляризуемости связанной системы [24], которая включает получение нижней и верхней границы для данной величины.

Рассмотрим уравнение

$$\hat{H} |\Phi\rangle = E |\Phi\rangle \quad (26)$$

с оператором Гамильтона, состоящим из суммы двух операторов:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \Delta \hat{H}, \quad (27)$$

где  $\hat{H}_0$  — оператор Гамильтона "невозмущенной" системы, а  $\Delta \hat{H}$  — некоторая малая добавка (оператор возмущения). Будем предполагать также, что в отсутствие возмущений (26) имеет вид:

$$\hat{H}_0 |\Psi_N\rangle = \varepsilon_N |\Psi_N\rangle, \quad N = 0, 1, 2, \dots \quad (28)$$

Согласно стационарной теории возмущений, значение добавочной энергии к энергии основного состояния  $\epsilon_0$  ищем в виде ряда:

$$E = \epsilon_0 + \Delta\epsilon^{(1)} + \Delta\epsilon^{(2)} + \dots . \quad (29)$$

Соответственно волновая функция также представляется в виде ряда по параметру малости, входящему в  $\widehat{\Delta H}$ :

$$|\Phi\rangle = |\Psi_0\rangle + |\Delta\Psi\rangle + \dots . \quad (30)$$

В том случае, когда  $\epsilon_0 \leq \epsilon_1 \leq \dots \leq \epsilon_N$ , находим, что значение добавочной энергии  $\Delta\epsilon^{(2)}$  находится в интервале [24]:

$$\frac{B}{\epsilon_0 - \epsilon_1} \leq \Delta\epsilon^{(2)} \leq \frac{(C^2 - B)^2}{B\epsilon_0 - A}, \quad (31)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} A &= \langle \Psi_0 | \Delta\hat{H}\hat{H}_0\Delta\hat{H} | \Psi_0 \rangle, \\ B &= \langle \Psi_0 | \Delta\hat{H}^2 | \Psi_0 \rangle, \\ C &= \langle \Psi_0 | \Delta\hat{H} | \Psi_0 \rangle. \end{aligned} \quad (32)$$

Следовательно, для нахождения границ интервала (31) необходимо определить волновую функцию основного состояния  $\Psi_0$ , а также энергии основного и первого радиально-возбужденного состояний. В отличие от случая, когда необходимо нахождение точного значения  $\Delta\epsilon^{(2)}$ , в нашем случае не требуется полного решения невозмущенной задачи. Такая задача не всегда решается даже в нерелятивистском случае, не говоря уже о релятивистской задаче.

Поправка  $\Delta\epsilon^{(2)}$  к энергии основного состояния связанной системы, когда роль возмущения играет внешнее стационарное поле напряженностью  $\mathbf{E}$ , связана с электрической статической поляризуемостью системы  $\alpha_0$  соотношением<sup>4</sup>:

$$\Delta\epsilon^{(2)} \stackrel{\text{def}}{=} -\frac{\alpha_0}{2} \mathbf{E}^2. \quad (33)$$

Отметим, что в случае, если основное состояние  $|\Psi_0\rangle$  является сферически-симметричным, значение  $\Delta\epsilon^{(1)}$  равно нулю, т.е.

$$\Delta\epsilon^{(1)} = C = 0. \quad (34)$$

Используя (31) и (34), находим, что значение статической электрической поляризуемости  $\alpha_0$  находится в интервале:

$$\frac{2B^2/\mathbf{E}^2}{A - B\epsilon_0} \leq \alpha_0 \leq \frac{2B/\mathbf{E}^2}{\epsilon_1 - \epsilon_0}. \quad (35)$$

Соотношение (35) может быть упрощено с помощью следующего преобразования:

$$\langle \Psi_0 | \Delta\hat{H}\hat{H}_0\Delta\hat{H} | \Psi_0 \rangle = \tilde{A} + B\epsilon_0,$$

<sup>4</sup>Здесь и далее используется гауссова система единиц, в которой  $e^2 \approx 1/137$ .

где

$$\tilde{A} = \langle \Psi_0 | [\Delta \hat{H}, \hat{H}_0]_- \Delta \hat{H} | \Psi_0 \rangle. \quad (36)$$

В итоге получаем, что оценка электрической поляризуемости определяется выражением:

$$\frac{2B^2/E^2}{\langle \Psi_0 | [\Delta \hat{H}, \hat{H}_0]_- \Delta \hat{H} | \Psi_0 \rangle} \leq \alpha_0 \leq \frac{2B/E^2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}. \quad (37)$$

### 3. Статическая электрическая поляризуемость $K$ -мезона

Как видно из предыдущего раздела (см. формулу (37)), задача нахождения границ электрической поляризуемости мезона разделяется на две части. Первая часть состоит в определении масс и волновых функций двух-частичной связанной системы ("спектроскопическая" часть). Вторая часть состоит в вычислении нижней и верхней оценок поляризуемости с использованием волновой функции основного состояния и значений энергий, рассчитанных в первой части.

Для фиксации параметров межкваркового потенциала модели будем использовать также данные по константам лептонных распадов псевдоскалярных мезонов, в частности, для  $\pi^\pm$  и  $K^\pm$ -мезонов.

Уравнение (13) (см. также (11)) для релятивистской кварк-антикварковой системы, находящейся во внешнем электростатическом поле напряженностью  $\mathbf{E}$ , в системе покоя псевдоскалярного мезона ( $\mathbf{Q} = 0$ ) принимает вид:

$$\begin{aligned} & \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \int \langle \mathbf{k}, \sigma_1, \sigma_2 | \hat{V}_{qQ} | \mathbf{k}', \lambda_1, \lambda_2 \rangle \Phi_{\mathbf{Q}=0; \lambda_1, \lambda_2}^{J=0}(\mathbf{k}', \mathbf{E}) d\mathbf{k}' - \\ & - i(\mathbf{E}\mathbf{D}_{\mathbf{k}}) \Phi_{\mathbf{Q}=0; \lambda_1, \lambda_2}^{J=0}(\mathbf{k}, \mathbf{E}) = \\ & = \left( M_{\text{meson}} + \Delta\varepsilon - \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_q^2} - \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_Q^2} \right) \Phi_{\mathbf{Q}=0; \sigma_1, \sigma_2}^{J=0}(\mathbf{k}, \mathbf{E}), \end{aligned} \quad (38)$$

где потенциал  $\hat{V}_{qQ}$  и оператор дипольного взаимодействия  $(\mathbf{E}\mathbf{D}_{\mathbf{k}})$  определяется уравнениями (14), (15), (17), (18) и равенством:

$$(\mathbf{E}\mathbf{D}_{\mathbf{k}}) = \frac{1}{2} \left( q_{12} + \frac{s}{M_0^2} Q_{12} \right) (\mathbf{E}\nabla_{\mathbf{k}}), \quad (39)$$

здесь  $Q_{12} = e_q + e_Q$ ,  $q_{12} = e_q - e_Q$  и  $M_0 = \sqrt{m_q^2 + \mathbf{k}^2} + \sqrt{m_Q^2 + \mathbf{k}^2}$ .

Задача на собственные значения невозмущенной системы запишется в виде:

$$\begin{aligned} & \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \int \langle \mathbf{k}, \sigma_1, \sigma_2 | V_{qQ} | \mathbf{k}', \lambda_1, \lambda_2 \rangle \Phi_{\mathbf{Q}=0; \lambda_1, \lambda_2}^{(N)}(\mathbf{k}') d\mathbf{k}' = \\ & = \left( M^{(N)} - \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_q^2} - \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_Q^2} \right) \Phi_{\mathbf{Q}=0; \sigma_1, \sigma_2}^{(N)}(\mathbf{k}). \end{aligned} \quad (40)$$

Оператор возмущения  $\Delta\hat{H}$  в релятивистском случае является дифференциальным оператором следующего вида:

$$\Delta\hat{H} = -i(\mathbf{E}\mathbf{D}_{\mathbf{k}}) = -\frac{i}{2}\left(q_{12} + \frac{s}{M_0^2}Q_{12}\right)(\mathbf{E}\nabla_{\mathbf{k}}). \quad (41)$$

В нерелятивистском пределе  $\mathbf{k}^2 \ll m_q^2, m_Q^2$  оператор (40) переходит в оператор:

$$W = \frac{m_q e_Q - m_Q e_q}{m_q + m_Q}(\mathbf{r}\mathbf{E}), \quad (42)$$

который был использован в работе [21] для оценки нижней границы электрической поляризуемости пиона в полурелятивистской кварковой модели с корнельским потенциалом взаимодействия.

### 3.1. "Спектроскопическая" часть

Перейдем к расчету ВФ системы из кварка и антикварка с массами  $m_q$  и  $m_Q$ . Собственные значения и соответствующие им ВФ оператора  $M_0 + \hat{V}$  находятся приближенно с помощью вариационного метода. В случае пуанкаре-ковариантной модели мезона этот метод состоит в вычислении минимума функционала (см. также (10)):

$$M_{(N)}(\beta) \equiv \langle \Phi^{(N)} | M_0 | \Phi^{(N)} \rangle + \langle \Phi^{(N)} | \hat{V}_{qQ} | \Phi^{(N)} \rangle = M_{\text{meson}}, \quad (43)$$

где  $\beta$  — параметр пробной функции,  $M_{\text{meson}}$  — масса мезона.

В качестве пробных ВФ для систем с  $J = 0$  ( $l = S = 0$ ) используем ВФ трехмерного гармонического осциллятора:

$$\Phi_{\lambda_1, \lambda_2}^{(N)}(\mathbf{k}, \beta) = \delta_{\lambda_1, -\lambda_2} \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\sqrt{2}} \phi^{(N, l=0)}(\mathbf{k}, \beta), \quad (44)$$

где

$$\begin{aligned} \phi^{(N, l)}(\mathbf{k}, \beta) &= \sqrt{\frac{2N!}{\beta^3 \Gamma(N + l + 3/2)}} \times \\ &\times \exp\left(-\frac{k^2}{2\beta^2}\right) \left(\frac{k}{\beta}\right)^l Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}}) L_N^{l+1/2}\left(\frac{k^2}{\beta^2}\right). \end{aligned} \quad (45)$$

Здесь  $L_n^a(x)$  — обобщенные полиномы Лагерра,  $Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}}) = Y_{lm}(\theta_k, \varphi_k)$  — сферические функции.

Для основного и первого радиально-возбужденного состояния имеем соответственно:

$$\phi^{(0,0)}(k, \beta) = \frac{1}{\pi^{3/4} \beta^{3/2}} \exp\left(-\frac{k^2}{2\beta^2}\right), \quad (46)$$

$$\phi^{(1,0)}(k, \beta) = \frac{\sqrt{3/2}}{\pi^{3/4} \beta^{3/2}} \exp\left(-\frac{k^2}{2\beta^2}\right) \left(1 - \frac{2k^2}{3\beta^2}\right). \quad (47)$$

Наш подход к вычислению электрической поляризуемости псевдоскалярного мезона содержит следующий набор модельных параметров: массы

кварков  $m_q$  и  $m_Q$ , параметры межкваркового потенциала  $b$ ,  $\sigma$  и  $w_0$  (см. уравнения (14), (15), (17) и (18)), а также параметр пробных функций  $\beta$  в (46), (47).

Кратко обсудим теперь выбор численных значений этих параметров. Параметры межкваркового потенциала обычно находятся из требования совпадения с экспериментальными значениями масс мезонов. При этом параметр  $b$  линейной части потенциала взаимодействия в (17) часто выбирают равным  $0.18 \text{ ГэВ}^2$  (см., например, [25]).

Параметр смешивания  $\sigma$  и параметр пробной ВФ  $\beta$  определялся нами из условий:

$$\partial M_{(0)}(\beta, \sigma) / \partial \beta |_{\beta_{\min}, \tilde{\sigma}} = 0, \quad (48)$$

$$M_{(0)}^{S=1}(\beta, \sigma) - M_{(0)}^{S=0}(\beta, \sigma) |_{\beta_{\min}, \tilde{\sigma}} = \Delta M_{\text{exp}}, \quad (49)$$

где первое уравнение является условием минимума функционала (43) в вариационной задаче, а второе соотношение представляет собой требование, чтобы разность масс между спин-синглетным ( $S = 0$ ) и спин-триплетным ( $S = 1$ ) состояниями равнялась экспериментальному значению.

Параметр  $w_0$  в (17) определяется из условия, что

$$M_{(0)}(w_0, \beta_{\min}, \tilde{\sigma}) = M_{\text{exp}}, \quad (50)$$

где  $M_{\text{exp}}$  — экспериментальное значение массы псевдоскалярного мезона.

Массы кварков фиксируются из описания экспериментальных значений констант лептонных распадов псевдоскалярных мезонов. Поскольку наше описание основано на РГД, то для расчетов этих констант необходимо использовать выражения, полученные в рамках этого же подхода. Такие выражения получены в точечной и мгновенной формах РГД в работах [27, 28] и записываются в виде:

$$f_P(m_q, m_Q, \beta) = \frac{1}{\pi \sqrt{6}} \int_0^\infty dk k^2 \phi^{(0,0)}(k, \beta) \times \\ \times \sqrt{\frac{(m_q + m_Q)^2 - (\omega_{m_q}(\mathbf{k}) - \omega_{m_Q}(\mathbf{k}))^2}{\omega_{m_q}(\mathbf{k}) \omega_{m_Q}(\mathbf{k}) (\omega_{m_q}(\mathbf{k}) + \omega_{m_Q}(\mathbf{k}))}}. \quad (51)$$

Применим вышеизложенную процедуру для  $\pi^\pm$ -мезонов с целью фиксации массы  $u$ -кварка. Для экспериментальных значений (см. [29]) имеем:

$$M_{\text{exp}}^\pi = 139.56995 \pm 0.00035 \text{ МэВ}, \\ \Delta M_{\text{exp}} = M^p - M^{\pi^\pm} = 627.33 \pm 0.80 \text{ МэВ}, \\ f_{\pi^\pm} = 130.70 \pm 0.10 \pm 0.36 \text{ МэВ}. \quad (52)$$

Используя уравнения (48), (50), (51), находим из (52), что

$$m_u = m_d = 0.20 \text{ ГэВ}. \quad (53)$$

Для характеристик  $K^\pm$ -мезонов мы использовали следующие значения [29]:

$$\begin{aligned} M_{\text{exp}}^{K^\pm} &= 493.677 \pm 0.016 \text{ МэВ}, \\ \Delta M_{\text{exp}} &= M^{K^*} - M^{K^\pm} = 397.944 \pm 0.240 \text{ МэВ}, \\ f_{K^\pm} &= 160.6 \pm 1.4 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (54)$$

Эти данные после применения вышеизложенной процедуры приводят нас к следующим значениям параметров:

$$\begin{aligned} \beta_{\text{min}}^{K^\pm} &= 0.4356 \text{ ГэВ}, \quad \tilde{\sigma} = 0.4257 \text{ ГэВ}, \\ w_0 &= -0.7901 \text{ ГэВ}, \quad m_s = 0.38 \text{ ГэВ}, \\ \varepsilon_0 &= M^{K^\pm} = 0.4937 \text{ ГэВ}, \quad \varepsilon_1 = 1.2353 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (55)$$

Параметры (55) мы будем использовать для расчета статической поляризуемости  $K$ -мезона.

### 3.2. Интервал для статической поляризуемости

Для того чтобы получить границы значений  $\alpha_0$  (35) для заряженного мезона, необходимо рассчитать величины  $\tilde{A}, B$  (см. (32), (36)) с пробными ВФ (46), (47):

$$\begin{aligned} B &= \langle \Phi^{(0)} | \Delta \hat{H}^2 | \Phi^{(0)} \rangle = \\ &= - \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \int d^3 k \Phi_{\lambda_1, \lambda_2}^{*(0)}(\mathbf{k}) (\mathbf{E} \mathbf{D}_{\mathbf{k}}) (\mathbf{E} \mathbf{D}_{\mathbf{k}}) \Phi_{\lambda_1, \lambda_2}^{(0)}(\mathbf{k}), \end{aligned} \quad (56)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= \langle \Phi^{(0)} | [\Delta \hat{H}, \hat{H}_0]_- \Delta \hat{H} | \Phi^{(0)} \rangle = \\ &= - \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \int d^3 k \Phi_{\lambda_1, \lambda_2}^{*(0)}(\mathbf{k}) [(\mathbf{E} \mathbf{D}_{\mathbf{k}}), M_0] (\mathbf{E} \mathbf{D}_{\mathbf{k}}) \Phi_{\lambda_1, \lambda_2}^{(0)}(\mathbf{k}), \end{aligned} \quad (57)$$

которые входят в определение интервала (37). После интегрирования по угловым переменным находим, что

$$\begin{aligned} B &= - \frac{\mathbf{E}^2}{12} \int_0^\infty dk k^2 \phi^{*(0)}(k) \left( f_q^2(k) \Delta \phi^{(0,0)}(k) - \right. \\ &\quad \left. - 2k f_q(k) \frac{Q_{12} s}{\omega_{m_q}(\mathbf{k}) \omega_{m_Q}(\mathbf{k}) M_0^2} \frac{\partial \phi^{(0,0)}(k)}{\partial k} \right), \\ \tilde{A} &= - \frac{\mathbf{E}^2}{12} \int_0^\infty dk k \phi^{*(0,0)}(k) \frac{f_q^2(k) M_0}{\omega_{m_q}(\mathbf{k}) \omega_{m_Q}(\mathbf{k})} \frac{\partial \phi^{(0,0)}(k)}{\partial k}, \end{aligned} \quad (58)$$

где

$$f_q(k) = q_{12} + Q_{12} \frac{s}{M_0^2}. \quad (59)$$

Численные расчеты с использованием параметров (55) для статической поляризуемости  $\alpha_0^{K^\pm}$  заряженных  $K$ -мезонов приводят нас к интервалу

$$0.05 \times 10^{-4} \text{ Фм}^3 \leq \alpha_0^{K^\pm} \leq 0.19 \cdot 10^{-4} \text{ Фм}^3 \quad (60)$$

или

$$\alpha_0^{K^\pm} = (0.12 \pm 0.07) \cdot 10^{-4} \text{ ФМ}^3. \quad (61)$$

Однако в эксперименте [6] будет измерена так называемая обобщенная (комптоновская) поляризуемость  $K$ -мезона. В этой связи необходимо провести расчет второго слагаемого в (1).

### 3.3. Комптоновская электрическая поляризуемость $K$ -мезона

Как уже было отмечено во введении, обобщенная поляризуемость  $\bar{\alpha}$  для каона может быть представлена в виде суммы

$$\bar{\alpha}_K = \alpha_0^{K^\pm} + \Delta\alpha^{K^\pm}. \quad (62)$$

Слагаемое  $\Delta\alpha$  для  $K$ -мезона имеет вид:

$$\Delta\alpha^{K^\pm} = \frac{e_{K^\pm}^2 \langle r_{K^\pm}^2 \rangle}{3M^{K^\pm}}, \quad (63)$$

где  $e_{K^\pm}$  и  $M^{K^\pm}$  являются зарядом и массой  $K$ -мезона соответственно,  $\langle r_{K^\pm}^2 \rangle$  — среднеквадратичный радиус  $K$ -мезона. Слагаемое  $\Delta\alpha^{K^\pm}$  имеет релятивистскую природу и может быть объяснено переходом от томсоновского рассеяния на точечных частицах к рассеянию на структурных частицах. (см., например, [20]).

Проведем вычисление  $\Delta\alpha^{K^\pm}$  (63) в рамках РГД для каона с точечными кварками. Формулы для расчета электромагнитного радиуса  $K$ -мезона были получены в работах [28], [30] на основе трактовки форм-фактора составной системы как обобщенной функции. Используя численные значения  $m_u$ ,  $m_s$  и  $\beta$  (55), находим, что

$$\langle r_{K^\pm}^2 \rangle = (0.18 \pm 0.01) \text{ ФМ}^2. \quad (64)$$

Значение  $\langle r_{K^\pm}^2 \rangle$  не согласуется с экспериментальным значением [31]:

$$\langle r_{K^\pm}^2 \rangle_{\text{exp}} = (0.34 \pm 0.05) \text{ ФМ}^2, \quad (65)$$

но необходимо помнить, что мы пренебрегаем структурой конститuentных кварков, считая их точечными. Для структурных кварков удастся воспроизвести верно экспериментальные значения (см. [28]). Однако в этом случае для последовательного расчета поляризуемости необходимо учитывать размеры кварков и при получении потенциалов межкваркового и дипольного взаимодействий. Такую задачу планируется выполнить в последующих работах.

Таким образом, слагаемое, связанное с электромагнитным радиусом каона, в предлагаемом подходе имеет следующее значение:

$$\Delta\alpha^{K^\pm} = (1.71 \pm 0.01) \cdot 10^{-4} \text{ ФМ}^3. \quad (66)$$

Как видно, статическая поляризуемость  $\alpha_0$  для  $K$ -мезона намного меньше, чем значение  $\Delta\alpha$  (66).

Итак, экспериментально измеряемая комптоновская поляризуемость  $K$ -мезона  $\bar{\alpha}_K$  в наших расчетах имеет следующее значение:

$$\begin{aligned}\bar{\alpha}_K &= \left[ \underbrace{0.12 \pm 0.07}_{\alpha_0} + \underbrace{1.71 \pm 0.01}_{\Delta\alpha} \right] \cdot 10^{-4} \Phi_M^3 = \\ &= (1.83 \pm 0.08) \cdot 10^{-4} \Phi_M^3.\end{aligned}\quad (67)$$

Рассчитанное значение сильно отличается от предсказаний [10], полученных в рамках киральной пертурбативной теории, основанной на построении эффективного лагранжиана взаимодействия адронов:

$$\bar{\alpha}_K = 0.5 \cdot 10^{-4} \Phi_M^3, \quad (68)$$

но в то же время достаточно близко с результатами, полученными на основе алгебры токов [13]:

$$\bar{\alpha}_K = (1.0 \pm 0.3) \cdot 10^{-4} \Phi_M^3 \quad (69)$$

и на основе кирального лагранжиана, построенного в [11]:

$$\bar{\alpha}_K = (1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} \Phi_M^3. \quad (70)$$

Интересно сравнить приведенные результаты для поляризуемости каона с одним из экспериментальных значений для пионной поляризуемости [5]:

$$\bar{\alpha}_{\pi^\pm} = (2.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-4} \Phi_M^3. \quad (71)$$

## Заключение и благодарности

В работе получен оператор дипольного взаимодействия для релятивистской двухчастичной системы (см. (41)) и в рамках пуанкаре-ковариантной модели рассчитана обобщенная поляризуемость заряженного каона как связанной системы двух точечных кварков. Из расчетов следует, что статическая поляризуемость, которая обычно и является целью экспериментальных и теоретических исследований, несет только малую часть полной обобщенной поляризуемости и составляет приблизительно 7% последней. Такая оценка косвенно говорит о том, что существенно релятивистские связанные системы обладают слабой способностью деформироваться во внешнем электрическом поле.

Отметим, что учет размеров кварков может изменить полученные значения поляризуемости за счет модификации слагаемого  $\Delta\alpha$  и оператора дипольного взаимодействия (25).

Работа была частично поддержана Республиканским Фондом фундаментальных исследований Республики Беларусь (грант №Ф003-112 от 15.04.2003 г., В.В. Андреев), программой "Университеты России — Фундаментальные исследования" (грант УР.02.01.013) и Минобразования России (грант Е02-3.1-34). Авторы глубоко признательны проф. Н.В. Максименко за полезные замечания и всестороннее обсуждение работы. В.В. Андреев

выражает благодарность Т.К. Андреевой за терпение и моральную поддержку.

## Литература

- [1] Петрунькин В.А. Электрическая и магнитная поляризуемости адронов // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 692–753.
- [2] Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. М.: Атомиздат, 1978. 240 с.
- [3] Antipov Yu.M. et al. Measurement of  $\pi$ -meson polarizability in pion Compton effect // Phys. Lett. B. 1983. V. 121. P. 445–448.
- [4] Aibergenov T.A. et al. Radiative photoproduction of pions and pion Compton scattering // Czech. J. Phys. B. 1986. V. 36. P. 948–951.
- [5] Mark II Collaboration, Boyer J. et al. Two photon production of pion pairs // Phys. Rev. D. 1990. V. 42. P. 1350–1367.
- [6] Moinester M. Pion and Kaon polarizabilities at CERN COMPASS // E-print archive: hep-ex/0301024.
- [7] Weiner R., Weise W. Electromagnetic polarizability of the nucleon and chiral quark models // Phys. Lett. B. 1985. V. 159. P. 85–99.
- [8] Scoccola N.N., Weise W. Nonlinear meson theories and electromagnetic polarizability of the nucleon // Nucl. Phys. A. 1990. V. 517. P. 495–508.
- [9] Donoghue J.F., Holstein B.R. Pion transitions and models of chiral symmetry // Phys. Rev. D. 1989. V. 40. P. 2378–2409.
- [10] Holstein B.R. Pion polarizability and chiral symmetry // Comments Nucl. Part. Phys. A. 1990. V. 19. P. 221–238.
- [11] Pervushin V.N., Volkov M.K. Pion polarizability in chiral quantum field theory // Phys. Lett. B. 1975. V. 55. P. 405–408.
- [12] Ivanov M.A., Mizutani T. Pion and kaon polarizabilities in the quark confinement model // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 1580–1601.
- [13] Терентьев М.В. Поляризуемость пиона, виртуальный комптон-эффект и  $\pi \rightarrow e\nu\gamma$  распад // ЯФ. 1972. Т. 16. С. 162–173.
- [14] Lee R.N., Milstein A.I., Schumacher M. Relativistic corrections to the electromagnetic polarizabilities of compound systems // E-print archive: hep-ph/0101240.
- [15] Dattoli G., Matone G., Prosperi D. Hadron polarizabilities and quark models // Lett. Nuovo. Cim. 1977. V. 19. P. 601–614.
- [16] Drechsel D., Russo A. Nucleon structure effects in photon scattering by nuclei // Phys. Lett. B. 1984. V. 137. P. 294–298.
- [17] Schöberl F., Leeb H. Quark core contribution to the electric polarizability of hadrons // Phys. Lett. B. 1986. V. 166. P. 355–371.

- [18] De Sanctis M., Proserpi D. Nucleon polarizabilities in the constituent quark model // *Nuovo. Cim. A.* 1990. V. 103. P. 1301–1310.
- [19] Liebl H., Goldstein G.R. Electromagnetic polarizabilities and charge radii of the nucleons in the diquark model // *Phys. Lett. B.* 1995. V. 343. P. 363–368.
- [20] L'vov A.I. Theoretical aspects of the polarizability of the nucleon // *Int. Journ. Mod Phys. A.* 1993. V. 8. P. 5267–5303.
- [21] Lucha W., Schöberl F.F. Electric polarizability of mesons in semirelativistic quark models // *Phys. Lett. B.* 2002. V. 544. P. 380–388.
- [22] Максименко Н.В., Шульга С.Г. Эффект релятивистского "дрожания" кварков в электрической поляризуемости мезонов // *ЯФ.* 1993. Т. 56. С. 201–205.
- [23] Андреев В.В., Максименко Н.В. Статическая электрическая поляризуемость пи-мезона в пуанкаре-ковариантной модели со скалярными кварками // *Известия ГГУ им. Ф.Скорины.* 2001. №5(8). С.13–17.
- [24] Andreev V.V., Maksimenko N.V. Static polarizability of relativistic two-particle bound system // *Proc. of Int. School-seminar "Actual problems of particle physics".* 2001, Gomel, Belarus; Edited by the Ed. Board. JINR, Dubna, 2002. V. 2. P. 128–139.
- [25] Godfrey S., Isgur N. Mesons in a relativized quark model with chromodynamics // *Phys. Rev. D.* 1985. V. 32. P. 185–231.
- [26] Keister B.D., Polyzou W.N. Relativistic Hamiltonian dynamics in nuclear and particle physics // *Adv. Nucl. Phys.* 1991. V. 20. P. 225–479.
- [27] Андреев В.В. Описание лептонных распадов мезонов в рамках пуанкаре-ковариантной кварковой модели // *Вестці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук.* 2000. Т. 2. С. 93–98.
- [28] Крутов А.Ф. Электрослабые свойства легких мезонов в релятивистской модели составных кварков // *ЯФ.* 1997. Т. 60. С. 1442–1450.
- [29] Groom D.E. *et al.* Review of Particle Physics // *Eur. Phys. J. C.* 2000. V. 15. P. 1–878.
- [30] Krutov A.F., Troitsky V.E. Relativistic effects in the pion charge radius // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1993. V. 19. P. L127–L131.
- [31] Amendolia S.R. *et al.* A measurement of the kaon charge radius // *Phys. Lett. B.* 1986. V. 178. P. 435–440.

Поступила в редакцию 31/III/2004;  
в окончательном варианте — 31/III/2004.

## ELECTRIC COMPTON POLARIZABILITY OF KAON IN THE RHD FRAMEWORK<sup>5</sup>

© 2004 V.V. Andreev<sup>6</sup> A.F. Krutov<sup>7</sup>

The electric polarizability of charged kaons is studied within framework of quark model based on instant form of relativistic Hamiltonian dynamics (RHD) with point-like constituents. The QCD-inspired potential of interaction is used. The relation between static and Compton (generalized) polarizabilities is investigated in the framework of used approach.

Paper received 31/III/2004.

Paper accepted 31/III/2004.

---

<sup>5</sup>Communicated by Dr. Sci. (Phys. & Math.) V.A. Saleev.

<sup>6</sup>Andreev Victor Vasil'evich ([andreev@gsu.unibel.by](mailto:andreev@gsu.unibel.by)), Dept. of Theoretical Physics, Gomel State University, Gomel, 246019, Belarus.

<sup>7</sup>Krutov Alexander Fedorovich ([krutov@ssu.samara.ru](mailto:krutov@ssu.samara.ru)), Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, Russia.