

ФИЗИКА



Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің хабаршысы. Физика. Астрономия сериясы, 2021, том 137, №4, 8-14 беттер
<http://bulphysast.enu.kz>, E-mail: vest_phys@enu.kz

ХҒТАР : 29.01.05

Н.Д. Заурбекова, Н. Нұрбақыт

Қазақ ұлттық қыздар педагогикалық университеті, Алматы, Қазақстан
(E-mail: daulet.tokhtagan@mail.ru)

Қарапайым бөлшектердің спектроскопиясын анықтау әдістері

Аннотация: бұл жұмыста байланысқан күйдің массасы корреляциялық функцияның қажетті кванттық сандары бар сәйкес токтардағы асимптотикалық өзгерісімен анықталады. Корреляциялық функция функционалды интеграл түрінде жазылады, ал ол керек асимптотиканы ерекшелеп алуға мүмкіндік береді. Біздің жағдайда, корреляциялық функцияның асимптотикалық өзгерісін анықтау кезінде функционалды интегралға келтіру сыртқы калибрлік өріс бойынша орташалау дәл орындалатындай етіп қолданылған. Алынған көрініс релятивистік кванттық механикадағы Фейнманның жолы бойынша функционалды интегралына ұқсас. Сондай-ақ, калибрлік өрістерді (фотон, глюон) алмасу кезінде туындайтын әсерлесудің локалді емес функционалы (потенциал) Фейнман диаграммасы арқылы анықталады және құрамына бөлшектердің меншікті энергиясы да, байланысқан күйдің пайда болуы да кіреді. Осылайша, әсерлесу потенциалы барлық мүмкін болатын Фейнман диаграммалары арқылы анықталады. Осы жұмыста энергетикалық спектрді сыртқы калибрлік өрістегі зарядталған скаляр бөлшектердің токтарындағы вакуумдық орташаның асимптотикалық өзгерісіне негізделіп анықтау әдісі ұсынылған. Мезондардың массасына толық гамильтонианды енгізу арқылы кварктардың массасы және конституентті массын анықталған. Сонымен қатар бұл жұмыста жеңіл- жеңіл кварктардағы жеңіл кварктардың конституентті массасы мен жеңіл кварктардағы жеңіл-ауыр кварктардың конституентті массасы арасындағы байланыс қарастырылған. Жеңіл кварктардан тұратын мезондар үшін спин-синглеттік және спин-триплеттік күйлері арасында кварктардың конституентті массасының бөлінуі жүреді яғни триплеттік күйіндегі кварктардың конституентті массалары синглеттік күйден үлкен. Орбиталық квант санының өсуіне байланысты кварктардың конституентті массаларының өзгерісі зетітелген.

Түйін сөздер: кварктар, конституентті масса, Осциллятор жиілігі, энергетикалық спектр, Шредингер теңдеуі.

DOI: <https://doi.org/10.32523/2616-6836-2021-137-4-8-14>

Түсті: 09.09.2021 /Жарияланымға рұқсат етілді: 20.11.2021

Кіріспе. Бүгінгі таңдағы адрондар спектроскопия бойынша алынып жатқан тәжірибелік нәтижелерді сипаттау үшін релятивистік тәжірибелік және пертурбативті емес эффектілерді ескеру қажет. Жеңіл – ауыр кварктардан тұратын мезондардың массалық және энергетикалық

спектрін анықтау үшін жасалған бірқатар жұмыстар бар. Бұл жұмыстарда, мезондардың еркін параметрі ретінде кварктердің массасы таңдап алынған, сондай-ақ қосымша бұрыштық октет синглетті араласу негізілген [1].

Алдымен, октет синглетті араласу қарастырылып отырған адронның кварктік құрылымын анықтау әдісі ретінде қолданылды. Басқа жағынан алғанда, және - мезондардың қасиеттерін анықтау үшін мұндай араласудың қарастырылмағандығы белгілі. Онда өзінен өзі мынандай сұрақ туындайды, мезондардың қасиеттері қандай жағдайда бұрыштық араласу әдісімен анықталады. Біз жеңіл-ауыр кварктерден тұратын мезондардың қасиеттерін қарастырамыз [2]. Сондақтан да, релятивистік түзетуді ескеру керек.

Релятивистік түзету өрістердің кванттық теориясы (ӨКТ) шеңберінде алынады, дегенмен ӨКТ шеңберінде энергетикалық спектрді анықтау мүмкін емес. Энергетикалық спектр өрістің релятивистік емес кванттық теориясы аясында жоғары дәлдікпен анықталады (ӨРЕКТ), бірақ ӨРЕКТ аясында релятивистік түзетуді ескері мүмкін емес [7].

Осылайша, нағыз физика ӨКТ негізінде байланысқан күйлерді қарастыру мәселесін математикалық тұрғыдан шешудің қандай да бір жолын талап етеді. Шредингердің релятивистік емес теңдеуі байланысқан күйлердің энергетикалық спектрін анықтап, зерттеудің ең қолайлы құралы болып табылады. Сонымен қатар, релятивистік түзету аз болғандықтан теориялық есеп релятивистік түзетуді табуға, яғни ӨКТ формализмінен шығып, әсерлесудің релятивистік емес потенциалына келіп тіреледі. Бұл әдістің негізі Брәйт потенциалы мен Касвел и Лепаж жасаған өрістің эффективті релятивистік емес кванттық теориясында жатыр [3-4]. Бұл бағыттың шеңберінде келесі ойға негізделген тағы да бір әдіс бар. Кванттық-өрістік Грин функциясының нақты шешімдерін формальді түрде функционалды интегралдар арқылы өрнектеуге болады. Мұндай функционалды интегралдарды шешудің техникасы дәл қазіргі уақытта әлі де жетілмеген, десек те, мұндай өрнектеуді Шредингердің релятивистік емес теңдеуінің шешімін құрамына қажетті релятивистік түзетулер енгізілген потенциалы бар Фейнманның функционалды интегралдары арқылы өрнектеуге қолдануға болады. Бұл бағытта жасалған жұмыстардың саны аз. Біздің зерттеулер осыны жалғастырады [5].

Біздің жағдайда, корреляциялық функцияның асимптотикалық өзгерісін анықтау кезінде функционалды интегралға келтіру сыртқы калибрлік өріс бойынша орташалау дәл орындалатындай етіп қолданылған. Алынған көрініс релятивистік кванттық механикадағы Фейнманның жолы бойынша функционалды интегралына ұқсас. Сондай-ақ, калибрлік өрістерді (фотон, глюон) алмасу кезінде туындайтын әсерлесудің локалді емес функционалы (потенциал) Фейнман диаграммасы арқылы анықталады және құрамына бөлшектердің меншікті энергиясы да, байланысқан күйдің пайда болуы да кіреді. Осылайша, әсерлесу потенциалы барлық мүмкін болатын Фейнман диаграммалары арқылы анықталады [6-8].

Зерттеу әдісі. Енді төменде мезондардың массасына толық гамильтонианды енгізу арқылы кварктардың массасын және конститuentті массасын анықтайтын болсақ, осцилляторлық өрнектің нолдік жуықтауында, байланыс күйдің энергиясы үшін теңдеулер жүйесін аламыз:

$$\begin{aligned}
 E = & \frac{\omega^2 \rho \Gamma\left(\frac{d}{2} + 1\right)}{8\rho^2 \mu \Gamma\left(\frac{d}{2} + 2\rho - 1\right)} + \frac{\sigma}{\omega^\rho} \cdot \frac{\Gamma(4\rho + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} - \frac{4\alpha_S \omega^\rho \Gamma(2\rho + 2\rho l)}{3\Gamma(3\rho + 2\rho l)} + \\
 & + \frac{16\alpha_S l(\vec{S}_1 \vec{S}_2) \omega^{3\rho}}{9\mu^1 \mu^2} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} - \rho - 1\right)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} + \frac{\alpha_S}{6\mu^2} \frac{l(l+1) \cdot \omega^{3\rho}}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} \Gamma\left(\frac{d}{2} - \rho - 1\right) - \\
 & - \left(\frac{1}{\mu_1^2} + \frac{1}{\mu_2^2}\right) \cdot \frac{\sigma(\vec{L} \vec{S})}{12} \cdot \frac{\omega^\rho \Gamma(2\rho + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} + \frac{\alpha_S}{3} \left[\frac{S_{12}}{\mu_1 \mu_2} + \frac{(\vec{L} \vec{S})}{3} \left(\frac{1}{\mu^2} + \frac{2}{\mu_1 \mu_2}\right) \right] \times \\
 & \times \frac{\omega^{3\rho} \Gamma\left(\frac{d}{2} - \rho - 1\right)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)}
 \end{aligned} \tag{1}$$

және төмендегі өрнектен осциллятордың жиілігі

$$\begin{aligned} & \omega^{3\rho} - \frac{4\rho^2\mu\sigma\Gamma\left(\frac{d}{2} + 3\rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 1\right)} - \frac{16\alpha_S\mu\rho^2\omega^{2\rho}}{3} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + \rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 1\right)} + \\ & + \frac{64\alpha_S\mu\rho^2l\left(\vec{S}_1\vec{S}_2\right)\omega^{4\rho}}{3\mu_1\mu_2} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} - \rho - 1\right)}{\left(\frac{d}{2} + 1\right)} + \frac{2\rho^2\alpha_S l(l+1) \cdot \omega^{4\rho}}{\mu} \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} - \rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 1\right)} - \\ & - \left(\frac{1}{\mu_1^2} + \frac{1}{\mu_2^2}\right) \cdot \frac{\sigma\mu\rho^2\omega^{2\rho}\left(\vec{L}\vec{S}\right)}{3} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{d}{2} + \rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 1\right)} + 4\rho^2\alpha_S\mu \left[\frac{S_{12}}{\mu_1\mu_2} + \frac{(\vec{L}\vec{S})}{3} \left(\frac{1}{\mu^2} + \frac{2}{\mu_1\mu_2} \right) \right] \times \\ & \times \frac{\omega^{4\rho}\Gamma\left(\frac{d}{2} - \rho - 1\right)}{\Gamma\left(\frac{d}{2} + 1\right)} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

μ_1 және μ_2 параметрлерінің функциясы ретінде, құрамына енетін массасы мен конституентті массасын анықтау үшін μ параметрі бойынша дифференциалдаймыз. Бірақ, (1) және (2) өрнектерінен байқағанымыздай, Байланыс энергиясы (БЭ) мен осциллятор жиілігі μ_1 , μ_2 және μ параметрлерінен тәуелді [9]. Сондықтан, полярлық координаталар жүйесінде келесі түрде жазамыз:

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{\mu}}; \quad x = \frac{1}{\sqrt{\mu_1}}; \quad y = \frac{1}{\sqrt{\mu_2}}$$

Сәйкесінше келесі түрде декарт координаталар жүйесіне өтеміз:

$$x = \rho \sin\varphi; \quad y = \rho \cos\varphi$$

Онда, ρ бойынша дифференциалдау

$$\frac{\partial}{\partial \rho} = \frac{\partial \rho}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial y} \cdot \frac{\partial}{\partial y}$$

түрінде жазылады.

Полярлық координаталардағы бұрыш былай анықталады:

$$\sin\phi = \frac{x}{\rho} = \frac{\sqrt{\mu}}{\sqrt{\mu_1}}; \quad \cos\phi = \frac{y}{\rho} = \frac{\sqrt{\mu}}{\sqrt{\mu_2}}; \quad \sin^2 2\phi = \frac{4\mu_1\mu_2}{(\mu_1 + \mu_2)^2}$$

Нәтижелер және талқылау. Онда, жоғарыдағыларды ескере отырып, μ параметрі бойынша дифференциалдауды келесі жолмен анықтаймыз:

$$\frac{d}{d\mu} = \frac{\mu_1}{\mu} \cdot \frac{\partial}{\partial \mu_1} + \frac{\mu_2}{\mu} \cdot \frac{\partial}{\partial \mu_2} \quad (3)$$

φ -ді анықтауға қажет болатын μ_1 , μ_2 параметрлерінің мәндерін бірдей спектрін зерттеу кезінде анықтауға болады. Әр түрлі күйлер үшін $\sin^2(2\varphi)$ -функцияның мәні 1-кестесінде көрсетілген:

(3) өрнекті ескере отырып (1) өрегінен, азғантай ықшамдаулар жасағаннан кейін $\frac{dE}{d\mu}$ үшін төмендегі өрнекті аламыз:

КЕСТЕ 1 – Әр түрлі күйлер үшін $\sin^2(2\varphi)$ - функцияның мәні

	1	0	1	2	3
$(s\bar{u})$	s=0	0,992875	0,999666	0,999774	0,999837
	s=1	0,997759	0,999698	0,999736	0,999942
$(s\bar{c})$	s=0	0,807754	0,808331	0,823756	0,840549
	s=1	0,888376	0,820645	0,820192	0,832748
$(s\bar{b})$	s=0	0,391901	0,403142	0,425912	0,45012
	s=1	0,476458	0,414885	0,422155	0,441368
$(u\bar{c})$	s=0	0,745768	0,79529	0,813268	0,831916
	s=1	0,858996	0,808458	0,808788	0,827522
$(u\bar{b})$	s=0	0,342526	0,395436	0,416274	0,441653
	s=1	0,444421	0,403954	0,411805	0,436346
$(b\bar{s})$	s=0	0,730952	0,744102	0,754503	0,76362
	s=1	0,736189	0,744947	0,75398	0,762392

$$\begin{aligned}
 \frac{dE}{d\mu} = & \frac{\omega^{2\rho}\Gamma(\frac{d}{2}+1)}{8\rho^2\mu\cdot\Gamma(3\rho+2\rho l)} + \frac{32\alpha_S l\left(\vec{S}_1\vec{S}_2\right)\omega^{3\rho}}{9\mu_1\mu_2}\cdot\frac{\Gamma(\frac{d}{2}-\rho-1)}{\Gamma(3\rho+2\rho l)} - \frac{2\alpha_S}{6\mu^3}\times \\
 & \times \frac{l(l+1)\cdot\omega^{3\rho}}{\Gamma(3\rho+2\rho l)}\Gamma(2\rho l) + \frac{2}{\mu}\left(\frac{1}{\mu_1^2}+\frac{1}{\mu_2^2}\right)\cdot\frac{\sigma(\vec{L}\vec{S})}{12}\cdot\frac{\omega^\rho\Gamma(2\rho+2\rho l)}{\Gamma(3\rho+2\rho l)} - \\
 & - \frac{\alpha_S}{3}\left[\frac{S_{12}}{\mu_1\mu_2}+\frac{(\vec{L}\vec{S})}{3}\left(\frac{1}{\mu^2}+\frac{2}{\mu_1\mu_2}\right)\right]\times\frac{2\omega^{3\rho}\Gamma(\frac{d}{2}-\rho-1)}{\mu\Gamma(3\rho+2\rho l)}
 \end{aligned} \quad (4)$$

Ыңғайлы болу үшін ары қарай жасалатын есептеулер кезінде келесі параметризацияны енгіземіз, яғни өлшемсіз параметрлерге өтеміз

$$\omega^\rho = Z \cdot \sqrt{\sigma} \quad \mu = x \cdot \sqrt{\sigma} \quad x = Z \cdot u \quad (5)$$

Спиндік әсерлесуді ескере отырып, синглеттік және триплеттік күйлер үшін аналитикалық нәтижелерді келтіреміз. Синглет күй үшін БЭ:

$$\begin{aligned}
 \frac{E_S}{\sqrt{\sigma}} = & \frac{Z_S^2\Gamma(2+\rho+2\rho l)}{8\rho^2x_S\Gamma(3\rho+2\rho l)} + \frac{1}{Z_c}\frac{\Gamma(4\rho+2\rho l)}{\Gamma(3\rho+2\rho l)} - \frac{4\alpha_S Z_S}{3}\frac{\Gamma(2\rho+2\rho l)}{\Gamma(3\rho+2\rho l)} - \\
 & - \frac{\alpha_S Z_S^3}{6x_S^2\rho}\frac{\Gamma(1+2\rho l)}{\Gamma(3\rho+2\rho l)}\cdot\sin^2(2\varphi_S) + \frac{\alpha_S Z_S^3(1+l)}{12x_S^2\rho}\frac{\Gamma(1+2\rho l)}{\Gamma(3\rho+2\rho l)}.
 \end{aligned} \quad (6)$$

және триплет күй үшін:

$$\begin{aligned} \frac{E_t}{\sqrt{\sigma}} = & \frac{Z_t^2 \Gamma(2 + \rho + 2\rho l)}{8\rho^2 x_t \Gamma(3\rho + 2\rho l)} + \frac{1}{Z_t} \frac{\Gamma(4\rho + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} - \frac{4\alpha_S Z_t}{3} \frac{\Gamma(2\rho + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} + \\ & + \frac{\alpha_S Z_t^3}{18x_t^2 \rho} \frac{\Gamma(1 + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} \sin^2(2\varphi_t) + \frac{\alpha_S Z_t^3(1+l)}{12x_t^2 \rho} \frac{\Gamma(1 + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} - \\ & - \frac{Z_t l}{24x_t^2} \frac{\Gamma(2\rho + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\varphi_t)\right) + \frac{\alpha_S Z_t^3}{18x_t^2 \rho} \left[\frac{l}{2l+3} \cdot \sin^2(2\varphi_t) + 1 \right] \times \\ & \times \frac{\Gamma(1 + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} \} \end{aligned} \quad (7)$$

(1) өрнегінен параметрі үшін өрнек аламыз. Бұл теңдеу синглет күй үшін де, триплет күй үшін де былай жазылады:

$$1 - \frac{u\sqrt{u}}{\sqrt{\frac{m_u^2}{\sigma Z^2} + W}} - \frac{u\sqrt{u}}{\sqrt{\frac{m_u^2}{\sigma Z^2} + W}} = 0 \quad (8)$$

мұндағы параметрлер синглет күй үшін және триплет күй үшін сәйкесінше $u = u_S, u_t$, $Z = Z_S, Z_t$, $W = W_S, W_t$ түрінде жазылады.

Z_S және Z_t параметрлері мынаған тең болады

$$\begin{aligned} Z_S^2 = & \frac{4\rho^2 \Gamma(4\rho + 2\rho l) u_S}{Z_{0S}}; \\ Z_t^2 = & \frac{4\rho^2 \Gamma(4\rho + 2\rho l) u_t + \frac{\rho^2 l}{3u_t} (\sin^4 \varphi_t + \cos^4 \varphi_t) \cdot \Gamma(2\rho + 2\rho l)}{\left[Z_{0t} + \frac{2\alpha_S \rho}{3u_t} \left[\frac{l}{2l+3} \sin^2(2\varphi_t) + 1 \right] \Gamma(1 + 2\rho l) \right]}; \end{aligned} \quad (9)$$

мұнда келесі белгілеулер қолданылған:

$$\begin{aligned} Z_{0S} = & \Gamma(2 + \rho + 2\rho l) - \frac{16}{3} \alpha_S u_S \rho^2 \Gamma(2\rho + 2\rho l) - \frac{2\alpha_S \rho}{u_S} \Gamma(1 + 2\rho l) \cdot \sin^2 2\varphi_S + \frac{\alpha_S \rho(1+l)}{u_S} \Gamma(1 + 2\rho l); \\ Z_{0t} = & \Gamma(2 + \rho + 2\rho l) - \frac{16}{3} \alpha_S u_t \rho^2 \Gamma(2\rho + 2\rho l) - \frac{2\alpha_S \rho}{3u_t} \Gamma(1 + 2\rho l) \cdot \sin^2 2\varphi_t + \frac{\alpha_S \rho(1+l)}{u_t} \Gamma(1 + 2\rho l). \end{aligned}$$

W_S, W_t параметрлері келесі жолмен анықталады:

$$\begin{aligned} W_S = & \frac{u_S}{4\rho^2} \frac{\Gamma(2 + \rho + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} + \frac{2\alpha_S}{3\rho} \frac{\Gamma(1 + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} \cdot \sin^2(2\varphi_S) + \\ & + \frac{\alpha_S(1+l)}{3\rho} \frac{\Gamma(1 + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)}, \\ W_t = & \frac{u_t}{4\rho^2} \frac{\Gamma(2 + \rho + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} - \frac{2\alpha_S}{3\rho} \frac{\Gamma(1 + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} \cdot \sin^2(2\varphi_t) + \\ & + \frac{\alpha_S(1+l)}{3\rho} \frac{\Gamma(1 + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} + \frac{2\alpha_S}{9\rho} \left[\frac{l}{2l+3} \cdot \sin^2(2\varphi_t) + 1 \right] \times \frac{\Gamma(1 + 2\rho l)}{\Gamma(3\rho + 2\rho l)} \} \end{aligned} \quad (10)$$

(7) және (8) көрсетілген теңдеулер элементар жолмен есептеледі, және біз құрамдас бөлшектердің массасын, конституентті массасын анықтай аламыз. Мұндай жағдайда, БЭ үшін жазылған өрнекті ескере отырып, төмендегі өрнектен мезонның массасын анықтай аламыз.

$$M = \mu_1 + \mu_2 + \mu \frac{dE}{d\mu} + E(\mu), \quad E(\mu_1, \mu_2) = E(\mu) \quad (11)$$

Мұндағы

$$\mu_1 = \sqrt{\mu_1^2 - 2\mu^2 \frac{dE}{d\mu}} \quad \mu_2 = \sqrt{\mu_2^2 - 2\mu^2 \frac{dE}{d\mu}} \quad (12)$$

Қорытынды. Сонымен қатар, нәтижелер жеңіл кварктардағы жеңіл кварктардың конституентті массасына қарағанда жеңіл-кварктардағы жеңіл-ауыр кварктардың конституентті массасы өсетіндігін көрсетті. Жеңіл кварктардан тұратын мезондар үшін спин-синглеттік және спин-триплеттік күйлері арасында кварктардың конституентті массасының бөлінуі жүреді яғни триплеттік күйіндегі кварктардың конституентті массалары синглеттік күйден үлкен. Орбиталық квант санының өсуімен кварктардың конституентті массалары өседі.

Әдебиеттер тізімі

- 1 Caswell W.E. and Lepage Effective lagrangians for bound state problems in QED, QCD, and other field theories // Physics Letters B. - 1986. - Vol. 167. - № 4. - P. 437-442.
- 2 Feng-Kun Guoa, Hanhart C. and others. What can radiative decays of the X(3872) teach us about its nature // Physics Letters B. - 2015. - V. 742. - № 6. - P. 394-398.
- 3 Robin L., Enders K., Fischer F., Brandt J., Fischer D. & Labrenz M. Measuring impacts of microplastic treatments via image recognition on immobilised particles below 100 μ m // Microplastics and Nanoplastics. - 2021. - V. 12. - P. 1-12.
- 4 Fedorova O.A., Chernikova E.Y., Fedorov Y.V., Gulakova E.N., Peregudov A.S., Lyssenko K.A., Jonusauskas G., Isaacs L. Cucurbituril Complexes of Crown-Ether Derived Styryl and (Bis)styryl Dyes // The Journal of Physical Chemistry B. - 2009. - V. 113. - № 30. - P. 10149-10158.
- 5 Schwinger J. QuantumMechanic. Vol. 37. - USA: Proc.Acad. Sci, 1951. - P. 452.
- 6 Al-Zubeidi A., McCarthy L.A., Ali Rafiei-Miandashti, Thomas S. Heiderscheit and Stephan Link // Single-particle scattering spectroscopy: fundamentals and applications Nanophotonics. - 2021. - T. 10. - № 6. - P. 1621-1655.
- 7 Huang S.-C., Ye J.-Z., Shen X.-R., et al. Electrochemical tip enhanced Raman spectroscopy with improved sensitivity enabled by a water immersion objective // Anal. Chem. - 2019. - V. 91. - P. 11092-11097.
- 8 Shi L., Jing C., Ma W., et al. Plasmon resonance scattering spectroscopy at the single-nanoparticle level: real-time monitoring of a click reaction // Angew. Chem. Int. Ed. - 2013. - V. 52. - P. 6011-6014.
- 9 Bhattarai A., O'Callahan B.T., Wang C.-F., Wang S., and ElKhouri P.Z. Spatio-spectral characterization of multipolar plasmonic modes of Au nanorods via tip-enhanced Raman scattering // J. Phys. Chem. Lett. - 2020. - V. 11. - P. 2870-2874.

Н.Д. Заурбекова, Н. Нұрбақыт

Казахский национальный женский педагогический университет, Алматы, Казахстан

Методы определения спектроскопии простых частиц

Аннотация. В данной работе масса связанного состояния определяется асимптотическим изменением корреляционной функции в соответствующих токах с необходимыми квантовыми числами. Корреляционная функция записывается в виде функционального интеграла, при этом она позволяет выделить нужную асимптотику. В нашем случае при определении асимптотического изменения корреляционной функции применяли приведение к функциональному интегралу таким образом, чтобы усреднение по внешнему калибровочному полю было выполнено точно. Полученное представление аналогично функциональному интегралу по пути Фейнмана в релятивистской квантовой механике. Кроме того, нелокальный функционал (потенциал) взаимодействия, возникающего при обмене калибровочными полями (фотон, глюон), определяется диаграммой Фейнмана и включает в себя как собственную энергию частиц, так и образование связанного состояния. Таким образом, потенциал взаимодействия определяется всеми возможными диаграммами Фейнмана. В настоящей работе предложен метод определения энергетического спектра на основе асимптотического изменения вакуумной среды в токах заряженных скалярных частиц во внешнем калибровочном поле. Путем введения полного гамильтониана в массу мезонов определяли массу кварков и конституентную массу. Также в данной работе рассмотрена связь между конституционной массой легких кварков в легких кварках и конституционной массой легких тяжелых кварков в легких кварках. Для мезонов, состоящих из легких кварков, происходит разделение конституционной массы кварков между спин-синглетным и спин-триплетным состояниями, т.е. конституционные массы

кварков в триплетном состоянии больше синглетного состояния. За счет увеличения числа орбитальных квантов происходит изменение конститутивных масс кварков.

Ключевые слова: кварки, конститuentная масса, частота осциллятора, энергетический спектр, уравнение Шредингера.

N.D. Zaurbekova, N. Nurbakyt

Kazakh National Women's Teacher Training University, Almaty, Kazakhstan

Methods for determining the spectroscopy of simple particles

Abstract. The article determines the mass of the bound state by the asymptotic change of the correlation function in the corresponding currents with the required quantum numbers. The correlation function is written as a functional integral, and it allows you to highlight the required asymptotics. In our case, when determining the asymptotic change of the correlation function, the approximation to the functional Integral was used in such a way that there was precisely performed averaging over the external calibration field. The resulting view is similar to the Feynman way functional integral in relativistic quantum mechanics. Also, the non-local functionality (potential) of the interaction that occurs during the exchange of calibrated fields (photons, gluons) is determined by The Feynman diagram and includes both the specific energy of the particles and the formation of the bound state. Thus, there is determined the interaction potential by all possible Feynman diagrams. The article proposes a method for determining the energy spectrum based on the asymptotic change of the vacuum average in the currents of charged scalar particles in an external caliber field. The article presents the mass of quarks, and the constitutive mass by introducing a complete Hamiltonian into the mass of mesons. The article also examines the relationship between the constitutive mass of light quarks in light-to-light quarks and the constitutive mass of light-to-heavy quarks in light quarks. For mesons consisting of light quarks, there is a separation of the constitutive mass of quarks between the spin-singlet and spin-triplet states that is, the constitutive masses of quarks in the triplet state are greater than the singlet state. There is observed change in the constitutive masses of quarks due to the increase in the number of Orbital Quanta.

Keywords: quarks, constituent mass, frequency of the oscillator, energy spectrum, Schrodinger equation.

References

- 1 Caswell W.E. and Lepage Effective lagrangians for bound state problems in QED, QCD, and other field theories, Physics Letters B, 4(167), 437-442 (1986).
- 2 Feng-Kun Guoa, Hanhart C. and others. What can radiative decays of the X(3872) teach us about its nature, Physics Letters B, 6(742), 394-398 (2015).
- 3 Robin L., Enders K., Fischer F., Brandt J., Fischer D. & Matthias Labrenz, Measuring impacts of microplastic treatments via image recognition on immobilised particles below 100 μ m, Microplastics and Nanoplastics, 12, 1-12 (2021).
- 4 Fedorova O.A., Chernikova E.Y., Fedorov Y.V., Gulakova E.N., Peregudov A.S., Lyssenko K.A., Jonusauskas G., Isaacs L. Cucurbituril Complexes of Crown-Ether Derived Styryl and (Bis)styryl Dyes, The Journal of Physical Chemistry B, 30(113), 10149-10158 (2009).
- 5 Schwinger J. QuantumMechanic (USA: Proc.Acad. Sci, 1951, 452 p.).
- 6 Al-Zubeidi A., McCarthy L.A., Ali Rafiei-Miandashti, Thomas S. Heiderscheit and Stephan Link, Single-particle scattering spectroscopy: fundamentals and applications Nanophotonics, 6(10), 1621–1655 (2021).
- 7 Huang S.-C., Ye J.-Z., Shen X.-R., et al. Electrochemical tip enhanced Raman spectroscopy with improved sensitivity enabled by a water immersion objective, Anal. Chem, 91, 11092–11097 (2019).
- 8 Shi L., Jing C., Ma W., et al. Plasmon resonance scattering spectroscopy at the single-nanoparticle level: real-time monitoring of a click reaction, Angew. Chem. Int. Ed., 52, 6011–6014 (2013).
- 9 Bhattarai A., O'Callahan B.T., Wang C.-F., Wang S., and ElKhoury P.Z. Spatio-spectral characterization of multipolar plasmonic modes of Au nanorods via tip-enhanced Raman scattering, J. Phys. Chem. Lett, 11, 2870–2874 (2020).

Авторлар туралы мәлімет:

Зәурбекова Н.Д. - п.ғ.к., профессор, Қазақ ұлттық қыздар педагогикалық университеті, Айтеке Би, 99, Алматы, Қазақстан.

Нұрбақыт Н. - негізгі автор, «7M01502» физика математика мамандығы бойынша 1 курс магистранты, Қазақ ұлттық қыздар педагогикалық университеті, Айтеке Би, 99, Алматы, Қазақстан.

Zaurbekova N.D. - Candidate of Pedagogical Sciences, Professor, Kazakh National Women's Teacher Training University, 99 Aiteke Bi str., Almaty, Kazakhstan.

Nurbakyt N. - The main author, the 1st year master's degree in Physics and Mathematics, Kazakh National Women's Teacher Training University, 99 Aiteke Bi str., Almaty, Kazakhstan.