

Capitolul al XXII-lea

Modificarea maselor de repaus ale particulelor elementare în materia nucleară fierbinte și densă

XXII.1. Considerații generale

În multe ciocniri nucleu-nucleu la energii pe nucleon mari s-a observat creșterea producerii de particule sub energia de prag de producere corespunzătoare pentru ciocniri nucleon-nucleon la energii similare [1-5]. Pentru explicarea acestei comportări s-au propus mai multe ipoteze. Cele mai importante dintre ele sunt legate de violarea aproximației impulsului în ciocniri nucleare relativiste sau de crearea unor rezonanțe care să determine apariția unor tranziții de fază intermediare în materia nucleară [6-14].

O altă ipoteză luată în considerare este cea a **modificării maselor de repaus ale particulelor generate în aceste ciocniri**. Modificarea maselor de repaus poate fi determinată de separarea dintre scala nucleară și scala hadronică [15]. Această ipoteză poate explica și comportarea unor rapoarte de producere de diferite tipuri de particule [16-18], rapoarte care au fost considerate inițial ca fiind semnale experimentale ale tranziției de fază la plasma de cuarci și gluoni [14,19].

Schimbările proprietăților particulelor elementare - în principal, ale hadronilor - în materia nucleară fierbinte și densă par să fie determinate de simetriile care le guvernează și de ruperea acestor simetrii la temperaturi nucleare și densități barionice înalte.

Unul din modelele care ia în considerare aceste aspecte este modelul Nambu - Jona-Lasinio [20-22]. Într-o abordare termodinamică, cu luarea în considerare a unui câmp scalar mediu, în lucrarea [21] se propun diferite comportări ale maselor de repaus

ale particulelor care sunt generate din regiunea participantă a nucleelor care se ciocnesc. De interes pentru obiectivele urmărite în acest curs este cea în raport cu densitatea regiunii participante la emisia fiecărui tip de particulă [22-24].

XXII.2. Modelul Nambu – Jona-Lasinio modificat

Dependența de densitatea barionică a masei de repaus

Modelul Nambu - Jona-Lasinio (NJL) actual se bazează pe o versiune a grupului de simetrie SU(3), anume grupul de simetrie SU(3) de aromă. Studiul schimbării stării $N_{cum}^{\min} = \frac{m e^{(\gamma-\gamma_0)}}{m_N}$ cu creșterea densității barionice ρ arată că această schimbare este legată de structura vidului.

La o densitate barionică $\rho = 0$ ecuația masei pionilor este de forma:

$$m^* \langle \bar{q}q \rangle_0 = -m_\pi^2 f_\pi^2 \quad , \quad (IV.22)$$

unde f_π este constanta de dezintegrare a pionului, iar m_π este masa de repaus a acestuia. Pentru densități mai mari - $\rho > 0$ - comportarea stării $\langle \bar{q}q \rangle$ este descrisă, conform teoremei Hellmann - Feynman, de următoarea ecuație:

$$\langle \bar{q}q \rangle_\rho = \langle \bar{q}q \rangle_0 + \frac{\partial e(\rho)}{\partial m^*} \quad , \quad (IV.23)$$

unde $e(\rho)$ este densitatea de energie la densitatea barionică ρ . Densitatea de energie se poate determina luând în considerare energia de repaus a nucleonilor, energia cinetică și energia internă a acestora, la densitatea barionică ρ :

$$e(\rho) = m_N \rho + e_{cin}(\rho) + e_{int}(\rho) \quad , \quad (IV.24)$$

cu m_N masa de repaus a nucleonilor liberi.

Termenul al doilea din partea dreaptă a ecuației (IV.23) are următoarele valori:

$$(i) \text{ pentru vid: } m^* \frac{\partial e_{vid}}{\partial m^*} = m^* \langle \bar{q}q \rangle = -m_\pi^2 f_\pi^2 \quad (IV.25.1)$$

$$\text{pentru nucleon liber: } m^* \frac{\partial m_N}{\partial m^*} = m^* \langle N | \bar{q}q | N \rangle = \sum_N \quad (IV.25.2)$$

$$\text{pentru materia nucleară: } m^* \frac{\partial e(\rho)}{\partial m^*} = m^* \langle \rho | \bar{q}q | \rho \rangle \quad (IV.25.3)$$

Pentru constantele de dezintegrare f_π respectiv, Σ_N , cele mai utilizate valori sunt 93.3 MeV , respectiv, $45 \pm 8 \text{ MeV}$.

Comportările maselor de repaus ale diferitelor tipuri de particule (hadroni) se pot stabili dacă se iau în considerare structura stării $\langle q\bar{q} \rangle$ și comportarea cuarcilor de valență în nucleon, cu condiția ca densitatea scalară să fie pozitivă. Pentru vid avem starea $\langle q\bar{q} \rangle = 0$.

Pentru masa de repaus a nucleonului se obține următoarea dependență:

$$\frac{m_N(\rho)}{m_N} = \frac{\langle q\bar{q} \rangle_\rho}{\langle q\bar{q} \rangle_0} = 1 - \frac{\Sigma_N}{m_\pi^2 f_\pi^2} \rho \left[1 - \frac{3}{10} \left(\frac{p_F}{m_N} \right)^2 + \frac{3|U_s|}{2m_N} - \frac{U_v}{m_N} \right]. \quad (IV.26)$$

În ecuația de mai sus se folosesc potențialele date de modelul NJL inițial (potențialul scalar, U_s , respectiv, potențialul vectorial, U_v). Se ia în considerare și mișcarea Fermi a nucleonilor în nucleu, prin impulsul Fermi, p_F . Pentru scrierea ecuației anterioare s-a făcut și ipoteza că $m_N \cong \langle q\bar{q} \rangle$.

Pentru studiul stărilor anormale și al tranzițiilor de fază în materia nucleară fierbinte și densă este de interes să se studieze modificările maselor de repaus ale pionilor și kaonilor în mediul nuclear considerat. În cadrul modelului NJL se introduc următoarele ecuații caracteristice:

$$\omega^2 - q^2 - m_\pi^2 - \Pi(q, \omega; \rho) = 0 \quad , \quad (IV.27.1)$$

$$\omega^2 - q^2 - m_K^2 - \Pi^{(\pm)}(\omega, q; \rho) = 0 \quad . \quad (IV.27.2)$$

În ecuațiile de mai sus $\Pi(q, \omega; \rho)$ reprezintă câmpul pionic, iar $\Pi^{(\pm)}(\omega, q; \rho)$ reprezintă câmpurile kaonice. Dependențele de densitatea barionică obținute pentru masele de repaus ale celor două tipuri de particule sunt următoarele:

$$\frac{\Delta m_\pi^2(\rho)}{m_\pi^2} = \frac{\Delta \langle q\bar{q} \rangle_\rho}{\langle q\bar{q} \rangle_0} - \frac{\Delta f_\pi^2(\rho)}{f_\pi^2} = - \frac{\Sigma_N}{m_\pi^2 f_\pi^2} \rho (1 - \delta) \quad , \quad (IV.28.1)$$

$$\Delta m_K^2 = \left[\frac{3m_K}{4f_K^2} - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} (1 - \delta) \right] \rho \quad , \quad (IV.28.2)$$

unde $\delta = 2m_q^2 < r_s^2 >_q$. S-a notat cu m_q masele cuarcilor constituenți și cu r_s raza scalară a acelorași cuarci.

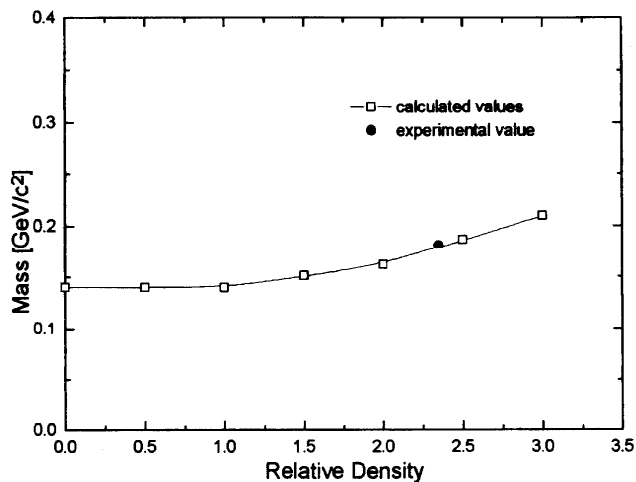


Fig.IV.2. Comportarea masei de repaus a pionului în funcție de densitatea relativă

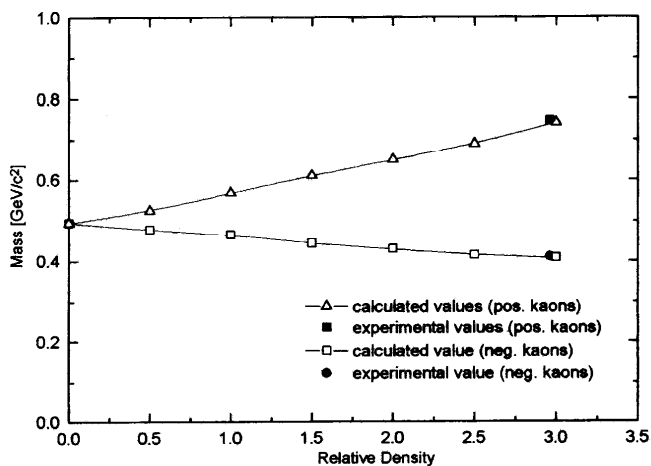


Fig.IV.3. Comportarea maselor de repaus ale kaonilor în funcție de densitatea relativă

În Fig.IV.2, respectiv, Fig.IV.3 sunt prezentate comportările maselor de repaus ale pionilor, respectiv, kaonilor, în funcție de densitatea barionică relativă. Se observă că masa de repaus a pionilor crește foarte lent cu creșterea densității relative, pentru toate tipurile de pioni, în timp ce masele de repaus ale kaonilor pozitivi și negativi au

comportări diferite: pentru kaonii pozitivi masa de repaus crește cu densitatea, iar cea pentru kaonii negativi descrește cu creșterea densității relative.

XXII.3. Compararea predicțiilor modelului Nambu - Jona-Lasinio
cu rezultatele experimentale pentru ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A
GeV/c

Pe baza relațiilor prezentate mai sus, precum și unele rezultate experimentale asupra diferitelor mărimi fizice de interes [13,22,25-33], multe din ele incluse în curs, a fost analizată posibilitatea ca pionii și kaonii să își modifice masele de repaus în materia nucleară fierbinte și densă formată prin ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c.

Au fost luate în considerare patru momente importante din evoluția regiunii participante ("fireball"-lui), și anume: (i) *formarea "fireball"-ului ($t=0$)*; (ii) *emisia kaonului ($t=t_K$)*; (iii) *emisia pionului ($t=t_\pi$)*; (iv) *încetarea interacțiilor dintre regiunea participantă și regiunile spectatoare ($t=t_f$)*.

Prin folosirea relațiilor (IV.22)-(IV.28) și, mai ales, a rezultatelor experimentale, s-au obțin următoarele valori medii ale densității nucleare în cele patru momente de interes, anume: (i) $\rho(t=0) = 0.682 \pm 0.089 \text{ Fm}^{-3} (4.01\rho_0)$; (ii) $\rho(t=t_K) = 0.503 \pm 0.102 \text{ Fm}^{-3} (2.96\rho_0)$; (iii) $\rho(t=t_\pi) = 0.400 \pm 0.020 \text{ Fm}^{-3} (2.35\rho_0)$; (iv) $\rho(t=t_f) = 0.138 \pm 0.018 \text{ Fm}^{-3} (0.80\rho_0)$.

Așa cum s-a menționat anterior, la aceste densități barionice, masele de repaus ale tuturor pionilor cresc cu creșterea densității nucleare sau densității barionice - conform predicțiilor modelului NJL (Fig.IV.2), iar pentru kaonii cu sarcină comportările sunt distincte, și anume: masa de repaus a kaonilor negativi scade cu creșterea densității nucleare/barionice, iar masa de repaus a kaonilor pozitivi cresc cu creșterea densității nucleare-barionice (Fig.IV.3). Valorile cu care se modifică masele de repaus ale pionilor și kaonilor - prevăzute de modelul NJL, la aceste densități barionice experimentale - care sunt în acord cu cele calculate pe baza modelului geometric [13,22,25-30] – sunt următoarele: $\Delta m(\pi) = 41 \text{ MeV}/c^2$, $\Delta m(K^+) = 150 \text{ MeV}/c^2$, $\Delta m(K^-) = 85 \text{ MeV}/c^2$. Ele sunt

într-un acord bun cu valorile teoretice pentru densitățile barionice menționate (Fig.IV.2 și Fig.IV.3).

Rezultatele obținute ar putea explica comportarea unor mărimi fizice importante pentru studiul posibilităților de apariție a unor alte stări și fenomene anormale în materia nucleară fierbinte și densă, precum și al unor tranziții de fază [12-14,24,27,31]. Un exemplu în acest sens este comportarea raportului K/π , considerat, până de curând [19], un semnal al tranziției de fază la plasma de cuarci și gluoni [12-14,26,27,30,31]. De aceea, discutarea mai detaliată a consecințelor acestei comportări se va face în capitolele consacrate plasmelor de cuarci și gluoni.

XXII.3. Dependența masei de repaus de temperatură

Pentru cunoașterea tipurilor de tranziții de fază posibile este necesară cunoașterea parametrilor termodinamici de bază, precum și a comportării unor mărimi fizice de interes în vecinătatea valorilor critice a acestora, specifice fiecărei tranziții de fază.

Datorită masei de repaus mici, pionul joacă un rol special în dinamica materiei nucleare fierbinți și dense. La $T = 0$ se consideră că pionul este stabil din punct de vedere hadronic. Pentru $T \neq 0$ intervine procesul de dezintegrare a pionului, care conduce la o lărgime nenulă în partea imaginară a funcției Green a pionului. Această lărgime este considerată ca un coefficient de “atenuare” care poate să determine divergența funcției Green a pionului la temperatura critică de tranziție specifică. În general, lărgimea unui hadron este un parametru de ordine fenomenologic pentru tranziția de fază. Cu creșterea temperaturii hadronii “se topesc”, iar lărgimile lor ar putea crește până ar deveni infinite la $T = T_c$. În aceste condiții nu vor mai exista maxime de rezonanță în funcția spectrală hadronică, funcție care devine o funcție netedă de energie, valoarea sa coincizând cu cea din cromodinamica cuantică perturbativă.

În cadrul algebrei de curenți s-a propus următoarea relație, cunoscută și ca relația Gell-Mann – Oakes - Renner :

$$f_\pi^2 m_\pi^2 = -(m_u + m_d) \langle \bar{q} q \rangle \quad , \quad (IV.29)$$

unde $f_{\pi} \approx 93$ MeV, $\langle q^* q \rangle = \langle u^* u \rangle = \langle d^* d \rangle = -0.01$ GeV³. Urmărindu-se realizarea de corecții de temperatură la relația de mai sus, se obține dependența de temperatură a masei pionului. Pentru $T = 0$, funcția corespunzătoare are forma următoare:

$$\Pi_{5\mu}(q) = i \int d^4 x^{iqx} \langle 0 | A_{\mu}(x) j_5(0) | 0 \rangle = i q_{\mu} \Pi_5(q^2) \quad , \quad (IV.30)$$

Calculul funcției $\Pi_5(q^2)$ se face în cadrul cromodinamicii cuantice perturbative, pînă în ordinal trei în masa cuarcilor, cu luarea în considerare a corecțiilor neperturbative de diferite tipuri. Folosind următoarele valori ale unor mărimi care intervin în rezolvarea ecuației IV.30, $m_u \approx 5$ MeV, $m_d \approx 10$ MeV, $\langle (\alpha_s / \pi) G^2 \rangle \approx (1 \div 4) 10^{-2}$ GeV⁴, $q^2 \approx 1$ GeV², se obține expresia de mai jos:

$$\Pi_5(q^2) |_{CDC} \approx (-3/8\pi^2)(m_u + m_d) \ln(-q^2/v^2) + 2\langle q^* q \rangle - [(1/8)(m_u + m_d)q^4] \langle (\alpha_s / \pi) G^2 \rangle \quad (IV.31)$$

Cea mai joasă stare hadronică este pionul; de aceea, din punct de vedere hadronic, saturarea în cea mai joasă stare hadronică conduce la următoarea formă:

$$\Pi_5(q^2) |_{HAD} \approx [2f_{\pi}^2 m_{\pi}^2 / (m_u + m_d)] [1 / (m_{\pi}^2 - q^2)] \quad , \quad (IV.32)$$

Expresia de mai sus se modifică dacă se introduce rezonanțele pionice mai înalte; pentru energii sub 1 GeV este posibilă absorbirea acestora în continuum. Fie s_0 pragul de continuum. Folosind teorema Cauchy pentru $\Pi_5(q^2) |_{HAD}$ și $\Pi_5(s) |_{CDC}$ și regulile de sumare pentru energii finite se obțin corecțiile termice la temperatură finite:

$$2f_{\pi}^2 m_{\pi}^2 = -2(m_u + m_d) \langle q^* q \rangle + (3/8\pi^2)(m_u + m_d)^2 \int_0^{s_0} ds \quad , \quad (IV.33.1)$$

$$2f_{\pi}^2 m_{\pi}^4 = (1/8)(m_u + m_d)^2 \langle (\alpha_s / \pi) G^2 \rangle + (3/8\pi^2)(m_u + m_d)^2 \int_0^{s_0} s ds \quad , \quad (IV.33.2)$$

iar partea imaginară a funcției $\Pi_5(s, T) |_{CDC}$ se poate scrie astfel:

$$\Pi_5(s, T) |_{CDC} = (3/8\pi^2)(m_u + m_d) [1 - 2n_F(x)(\sqrt{s}/2T) + (\pi/2)(m_u + m_d)T^2 \delta(s)] \quad , \quad (IV.33.3)$$

cu $n_F(x) = (1 + e^x)^{-1}$ factorul termic Fermi.

În Fig. IV.4 se prezintă comportarea rapoartelor $f_{\pi}(T)/f_{\pi}(0)$, $\langle q^* q \rangle_T / \langle q^* q \rangle_0$, $s_0(T)/s_0(0)$ în funcție de temperatura relativă T/T_c . Se observă că toate cele trei rapoarte au

comportări similare pînă la $T/T_c = 0.8$, iar pentru valori mai mari se constată o scădere rapidă, atingîndu-se valoarea 0 a raportului pentru $T/T_c = 1.2$.

Fie ecuațiile:

$$G(T) = 2f_\pi^2(T)m_\pi^2(T) + 2(m_u + m_d)\langle q^* q \rangle_T = (3/8\pi^2)(m_u + m_d)^2 \{ (4\pi^2 T^2 / 3) + \int_0^{s_0(T)} ds [1 - 2n_F(\sqrt{s}/2T)] \} \quad (IV.34)$$

$$2f_\pi^2(T)m_\pi^4(T) = (3/8\pi^2)(m_u + m_d)^2 [(\pi/3)\langle \alpha_s G^2 \rangle + \int_0^{s_0(T)} s ds [1 - 2n_F(\sqrt{s}/2T)]$$

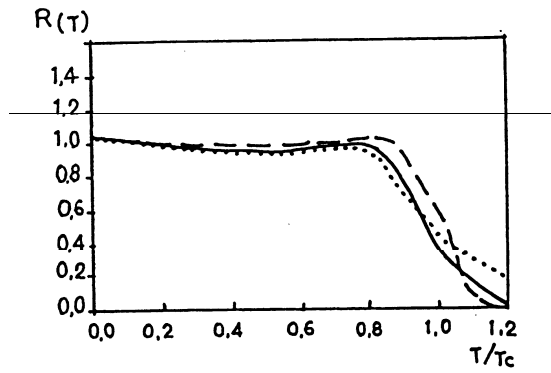


Fig.IV.4. Comportare constantei de dezintegrare, în diverse aproximații, în raport cu temperatura relativă

In Fig.IV.5. se reprezintă comportarea raportului $G(T)/G(0)$ pentru $s_0(0) = 1\text{GeV}^2$. Se constată același tip de comportare ca în Fig.IV.4.

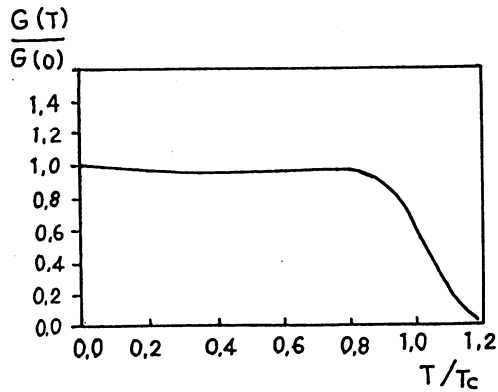


Fig.IV.5. Comportarea raportului $G(T)/G(0)$ în funcție de temperaturra relativă

Fig.IV.6 prezintă variația raportului $m_{\pi}(T)/m_{\pi}(0)$ cu creșterea temperaturii relative. Există mici diferențe în valoarea temperaturii relative la care apare creșterea raportului masei în funcție de valorile parametrilor folosiți. Aceste rezultate par să indice că masa pionului nu se modifică cu creșterea temperaturii regiunii participante pentru temperaturi sub temperatura critică de tranziție.

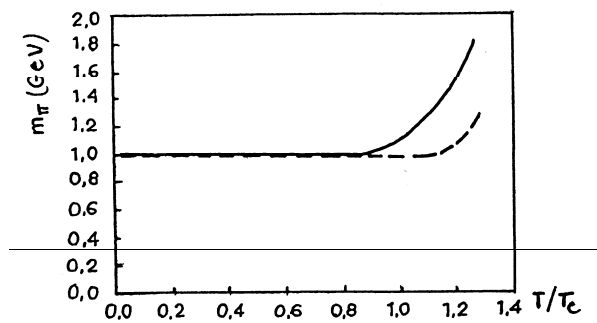


Fig.IV.6. Variația masei de repaus a pionilor cu creșterea temperaturii relative

Bibliografie la Capitolul al XXII-lea

- [1]. J.W.Harris et al – Phys.Rev.Lett.47(1981)229

- [2]. A.Shor et al – Phys.Rev.Lett.48(1982)1597
- [3]. P.Koch et al – Phys.Rev.C40(1989)145
- [4]. J.Julien et al – Phys.Lett.B264(1991)269
- [5]. M.Belkacem, E.Suraud, S.Ayik – Phys.Rev.C47(1993)R16
- [6]. H.Leutwyler, A.V.Smilga - Nucl.Phys.B342(1990)302
- [7]. C.A.Dominguez, E.de Rafael - Ann.Phys.174(1987)372
- [8]. R.A.Bertmann et al - Z.Phys.C39(1988)231
- [9]. A.I.Bochkarev, M.E.Shaposnikov - Nucl.Phys.B268(1986)220
- [10]. C.A.Dominguez, M.Loewe - Phys.Rev.D52(1995)3143
- [11]. V.Metag - International School on Heavy Ion Physics, Erice, Italy, 6-16.X.1993
- [12]. C.Beşliu, Nicoleta Ioneci, Al.Jipa, R.Zaharia - Rom.Rep.Phys.48(5,6)(1996)47
- [13]. Al.Jipa - J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.22(1996)231
- [14]. Al.Jipa, Răzvan Ionescu, Nicoleta Ioneci - Rom.Rep.Phys.48(5,6)(1996) 53
- [15]. W.Weise - Probing the Nuclear Paradigm - Proceedings of the International School in Heavy Ion Physics, Erice, Italy, 6-16 October 1993
- [16]. R.Mattiello et al - Phys.Rev.Lett.63(1989)1459
- [17]. P.Vincent et al. - Nucl.Phys.A498(1989)67
- [18]. Sa Ben-Hao et al - Phys.Rev.C48(1993)2995
- [19]. J.Letessier et al - Phys.Rev.D51(1996)3408
- [20]. J.Nambu, G.Jona-Lasinio - Phys.Rev.122(1961)345
- [21]. W.Weise – Phys.Lett.B278(1992)29
- [22]. C.Beşliu, Al.Jipa, R.Zaharia - Rom.Rep.Phys.46(1994)389
- [23]. W.Weise – Phys.Lett.B405(1997)215
- [24]. Al.Jipa, C.Beşliu, Maria Iosif, R.Zaharia – Il Nuovo Cimento A112(1999)179
- [25]. Al.Jipa – Teză de doctorat, Universitatea Bucureşti, Facultatea de Fizică, 1989
- [26]. Al.Jipa - Turkish Journal of Physics 19(1995)846
- [27]. Al.Jipa, C.Beşliu, Maria Iosif, R.Zaharia - Quark Matter '96, Heidelberg, Germany, 20-24.V.1996
- [28]. C.Beşliu, Al.Jipa - Rev.Roum.Phys.33(1988)409
- [29]. C.Beşliu, Al.Jipa - Rom.J.Phys.37(1992)1011

- [30]. C.Beşliu et al - The XXVIII International Conference on High Energy Physics, Warsaw (Poland), 25-31.VII.1996, PA06-021
- [31]. Al.Jipa, C.Beşliu, Maria Iosif, R.Zaharia - The X General Conference of the European Physical Society "Trends in Physics", Sevilla (Spain), 9-13.IX.1996
- [32]. C.Beşliu, Al.Jipa - Il Nuovo Cimento A106(1993)317
- [33].Al.Jipa - Balkan Physics Letters 1(1993)79