

Резонансное рассеяние нейтрино на нуклоне с образованием одного пиона

Вячеслав Ли

Научные руководители: Д.В. Наумов, В.А. Наумов, К.С. Кузьмин

Лаборатория Ядерных Проблем
Лаборатория Теоретической Физики
Объединенный Институт Ядерных Исследований

<http://astronu.jinr.ru/lee>

ОМУС ОИЯИ 2010

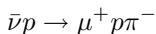
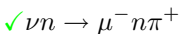
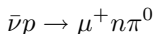
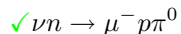
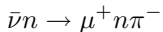
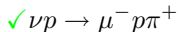
Лучшее понимание природы нейтринных осцилляций и явления смешивания базируется на:

- знании точных сечений процессов, имеющих отношение к рассеянию нейтрино
- теоретической модели, включающей в себя Стандартную Модель и описывающей вероятность нейтринных осцилляций

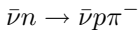
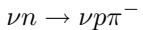
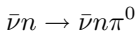
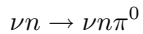
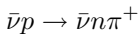
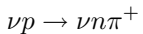
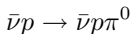
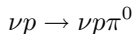
Модель Рейна-Сегала используется почти во всех Монте Карло генераторах нейтринных взаимодействий (NEUT, NUANCE, GENIE, NuWro, FLUKA). В модель P-C включено 18 барионных резонансов.

14 реакций в модели Рейна-Сегала.

6 CC



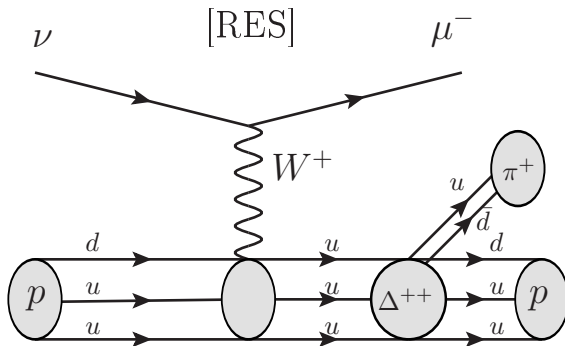
8 NC



$$E_\nu \approx 1 \text{ ГэВ} \Rightarrow \sigma_{RES} \approx \sigma_{QEL} \approx \sigma_{DIS} \approx 0.3 \sigma_{tot}$$

Существует также модель P-C для описания когерентного рождения пионов на ядре.

Пример, реакция СС $\nu p \rightarrow \mu^- \Delta^{++} \rightarrow \mu^- p \pi^+$



Краткий обзор формализма Рейна-Сегала [1]

Матричный элемент процесса $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + N^*$

$$T(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + N^*) = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_\ell \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u_\nu] \langle N^* | J_\alpha^+(0) | N \rangle$$

Адронный ток:

$$J_\alpha^+ = V_\alpha - A_\alpha = 2MF_\beta = 2M(F_\alpha^V - F_\alpha^A)$$

$G = G_F \cos \theta_c$, M — масса барионного резонанса N^* .

Лептонный ток (RRF, в системе покоя резонанса)

$$\bar{u}_\ell \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_\nu |_{RRF} = -2\sqrt{2}E_\nu \sqrt{\frac{Q^2}{|\mathbf{q}|^2}} \left(ue_L^\mu - ve_R^\mu + \sqrt{2uve_S^\mu} \right)$$

Note: предел $m_\ell = 0$ в изначальной модели Р-С.

$$e_L^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, -i, 0), \quad e_R^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, -1, -i, 0), \quad e_S^\mu = \frac{1}{\sqrt{Q^2}}(Q^*, 0, 0, \nu^*)$$

u, v — кинематический факторы:

$$u = \frac{E + E' + Q}{2Q}, \quad v = \frac{E + E' - Q}{2E}$$

E, E' энергии начального и конечного лептонов, Q модуль переданного трех-импульса в лабораторной системе отсчета.

$e_L^\mu, e_R^\mu, e_S^\mu \sim$ вектора поляризации виртуального промежуточного бозона (left-handed, right-handed, scalar).

Кинематические границы на инвариантную энергию пиона-нуклона (адронная инвариантная масса) и передачу импульса

$$M_N + m_\pi < W < \sqrt{s} - m_\ell$$

$$|q^2|_{min} = 0 < |q^2| < |q^2|_{max} = \frac{(s - m_N^2)(s - W^2)}{s}$$

$q^\mu = (\nu^*, 0, 0, Q^*)$ 4-вектор передачи импульса в системе покоя частицы-резонанса.

Расширенная модель P-C:

- Учет массы заряженного лептона в кинематике и лептонном токе [2]
- Учет массы заряженного лептона в адронном токе [3], [4]
- Новые форм-факторы [5]
- Дополнительные барионные резонансы

”Note: especially lepton mass plays crucial role in low Q^2 region in ν_τ scattering.”

Внедрение новых форм-факторов барионных резонансов

old (дипольный) векторный форм-фактор

$$G_V^{RS}(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2}\right)^{1/2-N} \left(1 + \frac{Q^2}{M_V^2}\right)^{-2}$$

New векторный форм-фактор [3]

$$G_V^{RS,new}(W, Q^2) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{Q^2}{(M+W)^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2}\right)^{-N} \sqrt{3(G_3(W, Q^2))^2 + (G_1(W, Q^2))^2}$$

$$G_3(W, Q^2) = \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[C_4^V \frac{W^2 - Q^2 - M^2}{2M^2} + C_5^V \frac{W^2 + Q^2 - M^2}{2M^2} + \frac{C_3^V}{M} (W + M) \right]$$

$$G_1(W, Q^2) = -\frac{1}{2\sqrt{3}} \left[C_4^V \frac{W^2 - Q^2 - M^2}{2M^2} + C_5^V \frac{W^2 + Q^2 - M^2}{2M^2} - C_3^V \frac{(M+W)M + Q^2}{MW} \right]$$

$$C_3^V = 2.13 \left(1 + \frac{Q^2}{4M_V^2}\right)^{-1} \left(1 + \frac{Q^2}{M_V^2}\right)^{-2}$$

$$C_4^V = -1.51 \left(1 + \frac{Q^2}{4M_V^2}\right)^{-1} \left(1 + \frac{Q^2}{M_V^2}\right)^{-2}$$

$$C_5^V = 0.48 \left(1 + \frac{Q^2}{4M_V^2}\right)^{-1} \left(1 + \frac{Q^2}{0.776M_V^2}\right)^{-2}$$

Внедрение новых форм-факторов барионных резонансов

old аксиальный форм-фактор

$$G_A^{RS}(Q^2) = 1.267 \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2}\right)^{1/2-N} \left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2}\right)^{-2}$$

$$M_A \approx 1.0 \text{ GeV}$$

New

$$G_A^{RS,new}(W, Q^2) = \frac{5}{2\sqrt{3}} \left(1 + \frac{Q^2}{(M+W)^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2}\right)^{-N} \left[1 - \frac{W^2 - Q^2 - M^2}{8M^2}\right] C_5^A(Q^2)$$

'case I'

$$C_5^A(Q^2) = \frac{C_5^A(0)}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_a^2}\right)^2}, \quad C_5^A(0) = 1.2, \quad M_a \approx 0.94 \text{ GeV}$$

'case II'

$$C_5^A(Q^2) = \frac{C_5^A(0)}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_a^2}\right)^2}, \quad C_5^A(0) = 0.89, \quad M_a \approx 1.15 \text{ GeV}$$

$$e^\mu j_\mu^{V, A} = 2W \left(e_t F_t^{V, A} + e_z F_z^{V, A} - e_+ F_+^{V, A} - e_- F_-^{V, A} \right)$$

$$F_\pm^V = -9\tau^+ (R^V \sigma_\pm + T^V a_\mp) e^{-\lambda a z}, \quad F_\pm^A = \pm 9\tau^+ (R^V \sigma_\pm + T^V a_\mp) e^{-\lambda a z},$$

$$F_0^V = +9\tau^+ S e^{-\lambda a z}, \quad F_0^A = -9\tau^+ (C \sigma_z + B(\sigma \mathbf{a})) e^{-\lambda a z}$$

$a z$, $a_\pm = \mp (a_x \mp i a_y) / \sqrt{2}$ are oscillator operators (Feynman-Kislinger-Ravndal model).

$\Omega \rightarrow 1.05 GeV^2$ is also parameter from the oscillation lagrangian of that model. $Z \approx 3/4$ renormalization factor for the axial vector current.

$$\lambda = \sqrt{\frac{2}{\Omega}} \frac{m_N}{W} Q$$

$$T^V = \frac{1}{3W} \sqrt{\frac{\Omega}{2}} G^V(q^2) = T,$$

$$T^A = \frac{2}{3} Z \sqrt{\frac{\Omega}{2}} \frac{m_N}{W} \frac{Q}{(M + m_N)^2 - q^2} G^A(q^2),$$

$$R^V = \sqrt{2} \frac{m_N}{W} \frac{(W + m_N)Q}{(M + m_N)^2 - q^2} G^V(q^2) = R,$$

$$R^A = \frac{Z\sqrt{2}}{6W} \left(W + m_N + \frac{2n\Omega W}{(M + m_N)^2 - q^2} \right) G^A(q^2),$$

$$S = \frac{-q^2}{Q^2} \frac{3W m_N + q^2 - m_N^2}{6m_N^2} G^V(q^2),$$

$$B = \frac{Z}{3W} \sqrt{\frac{\Omega}{2}} \left(1 + \frac{W^2 - m_N^2 + q^2}{(M + m_N)^2 - q^2} \right) G^A(q^2),$$

$$C = \frac{Z}{6m_N Q} \left(W^2 - m_N^2 + n\Omega \frac{W^2 - m_N^2 + q^2}{(M + m_N)^2 - q^2} \right) G^A(q^2)$$

$$G^{V, A}(q^2) = \left(1 - \frac{q^2}{4m_N^2} \right)^{1/2-n} \left(\frac{1}{1 - \frac{q^2}{m_{V, A}^2}} \right)^2$$

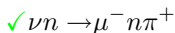
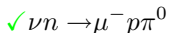
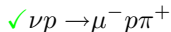
$$m_V = 0.84 GeV, \quad m_A = 0.95 GeV$$

n — 'the number of oscillator quanta present in the final resonance'.

Задачи

- $d\sigma/dW$
- $d\sigma/dQ^2$
 - аксиальный и векторный форм-факторы
 - только аксиальный
 - только векторный
 - 'интерференция' между вкладками от аксиального и векторного форм-факторов
- $\sigma_{RES}(E_\nu)$

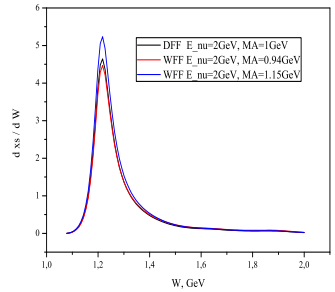
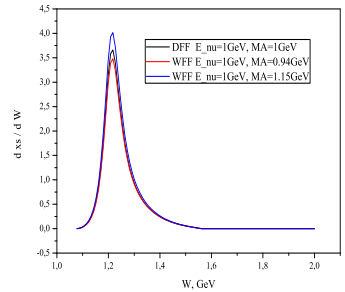
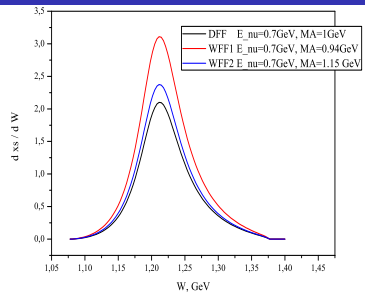
3 реакции с заряженным током:



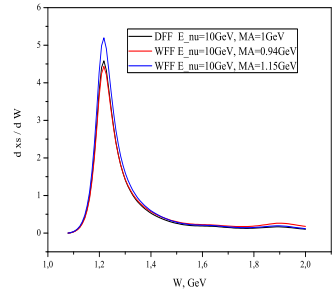
Энергии нейтрино:

- $E_\nu = 1, 2, 10$ ГэВ, $W_{cut} = 2$ ГэВ
- $E_\nu = 0.7$ ГэВ, $W_{cut} = 1.4$ ГэВ (\sim T2K)

$d\sigma/dW, \mathbf{1} \nu p \rightarrow \mu^- p \pi^+, 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}^2$

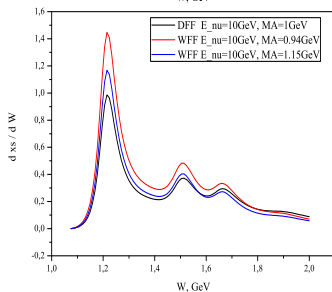
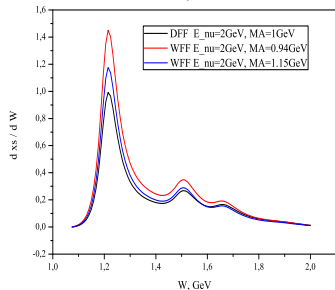
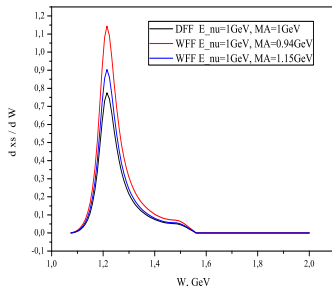
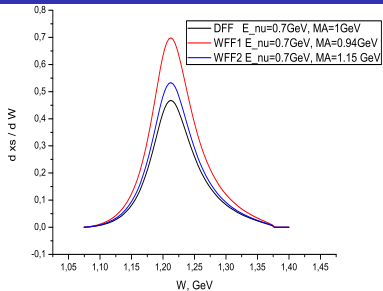


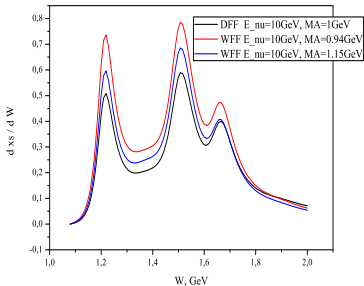
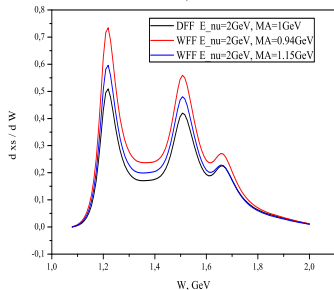
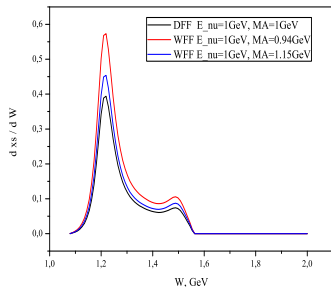
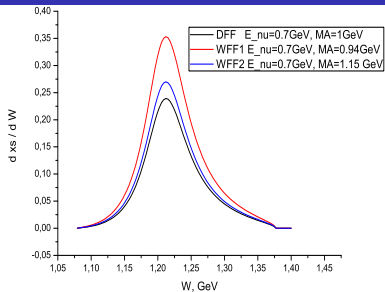
$W =$
1.4,
2
 $\Gamma_{\text{ЭВ}}$

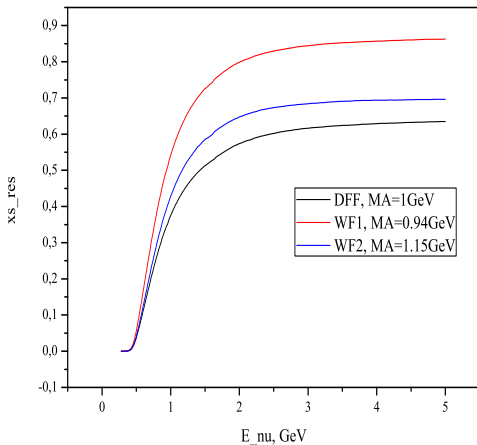


$W =$
1.4,
2
 $\Gamma_{\text{ЭВ}}$

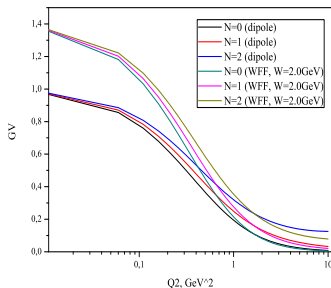
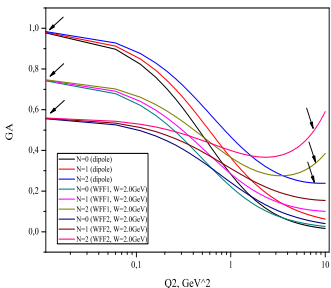
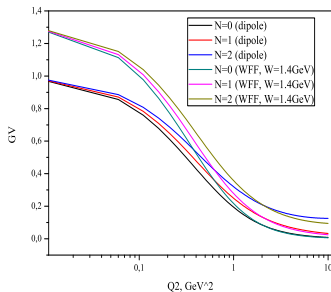
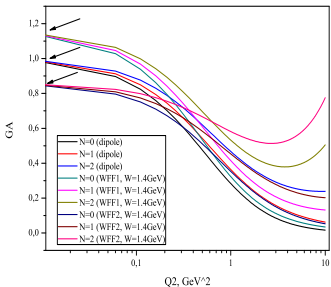
$$d\sigma/dW, 2 \nu n \rightarrow \mu^- p \pi^0$$



$d\sigma/dW, 3 \nu n \rightarrow \mu^- n \pi^+$ 

$\sigma_{tot}, 10^{-38} \text{ cm}^2$ $1 \nu p \rightarrow \mu^- p \pi^+, W_{cut} = 2 \text{ GeV}$ 

Сравнение форм-факторов












Предварительные результаты

- Существенная разница в сечениях $d\sigma/dW$, в окрестности Δ резонанса $W \approx 1234$ ГэВ,
- Наряду с физическими причинами этой разницы, она может быть вызвана различными нормировками в форм-факторах.

Продолжение исследования

- Вычисление и анализ дифференциальных и полных сечений с новыми форм-факторами
- Учет барионных резонансов с массой > 2 ГэВ
- Использование эффективных спектральных функций для описания нуклонов в ядре
- Фитирование аксиальной массы M_A , используя вышеизложенные улучшения

-  D. Rein and L. M. Sehgal, *Annals Phys.* **133**, 79 (1981).
-  K. S. Kuzmin, V. V. Lyubushkin and V. A. Naumov, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **139**, 158 (2005) [arXiv:hep-ph/0408106].
-  K. M. Graczyk and J. T. Sobczyk, *Phys. Rev. D* **77**, 053003 (2008) [arXiv:0709.4634 [hep-ph]].
-  C. Berger and L. M. Sehgal, *Phys. Rev. D* **76**, 113004 (2007) [arXiv:0709.4378 [hep-ph]].
-  K. M. Graczyk and J. T. Sobczyk, *Phys. Rev. D* **77**, 053001 (2008) [Erratum-ibid. *D* **79**, 079903 (2009)] [arXiv:0707.3561 [hep-ph]].
-  K. M. Graczyk, arXiv:0910.2355 [hep-ph].
-  A. M. Ankowski and J. T. Sobczyk, *Phys. Rev. C* **74**, 054316 (2006) [arXiv:nucl-th/0512004].
-  T. Katori [MiniBooNE Collaboration], arXiv:0909.1996 [hep-ex].
-  M. Antonello *et al.*, *Acta Phys. Polon.* **40**, 9 (2009)



Воскуп слайды, добавление барионных резонансов с массой $W > 2$
ГэВ.

[4] и [1]

$$T(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- N^*) = -4GME\nu \left\{ \sqrt{\frac{Q^2}{|\mathbf{q}|^2}} \langle N^* | uF_- - vF_+ | N \rangle + \frac{M_N}{M} \sqrt{2uv} \langle N^* | F_0 | N \rangle \right\}$$

with

$$F_+ = e_R^\mu F_\mu = -\frac{1}{\sqrt{2}}(F_x + iF_y), \quad F_- = e_L^\mu F_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(F_x - iF_y), \quad F_0 = \sqrt{\frac{Q^2}{Q^{*2}}} e_S^\mu F_\mu = F_t + \frac{\nu^*}{Q^*} F_z$$

M_N denotes the nucleon mass, and \mathbf{q} the 3-momentum transfer in the Lab. The resulting differential cross section is

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dW^2} = \frac{G^2}{8\pi^2 M_N} \kappa \frac{Q^2}{|\mathbf{q}|^2} [u^2 \sigma_L + v^2 \sigma_R + 2uv \sigma_S]$$

with

$$\sigma_{L,R} = \frac{\pi M}{2M_N} \frac{1}{\kappa} \sum_{j_z} |\langle N, j_z \mp 1 | F_\mp | N^*, j_z \rangle|^2 \delta(W - M)$$

$$\sigma_S = \frac{\pi M_N}{2M} \frac{1}{\kappa} \frac{|\mathbf{q}|^2}{Q^2} \sum_{j_z} |\langle N, j_z | F_0 | N^*, j_z \rangle|^2 \delta(W - M),$$

κ denoting the conventional “flux factor” $\kappa = (W^2 - M_N^2)/2M_N$. The helicity amplitudes

$f_{\pm|2j_z} \equiv \langle N, j_z \pm 1 | F_\pm | N^*, j_z \rangle$ and $f_{0\pm} \equiv \langle N, \pm \frac{1}{2} | F_0 | N^*, \pm \frac{1}{2} \rangle$ for all known resonances up to

$W = 2$ GeV. They are expressible in terms of 3 functions proportional to $G^V(Q^2)$ (these are called

T^V , R^V and S) and 4 functions proportional to $G^A(Q^2)$ (these are called T^A , R^A , B and C). These

7 functions (called reduced matrix elements or dynamical form factors) are presented in the RS paper.



introducing Breit-Wigner factor

$$\delta(W - M) \rightarrow \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(W - M)^2 + \Gamma^2/4}$$

Note: the normalization coefficient in the Breit-Wigner factor should be putted equal to 1 only for delta.

Note: we cannot compare values of M_A because axial mass is used in two different parametrizations of FF.

Nonresonant Background

There are two additional options:

- with so called 'Nonresonant Background' NRB. "...we have represented the background by a resonance amplitude of P_{11} character (like the nucleon), with the Breit–Wigner factor replaced by any adjustable constant."
- without NRB

The NRB is switched off in the calculations presented in this talk.

List of 18 resonances used in the code

$L_{2j,2i}(M)$	type	Mass	Width	Decay	L	N	Sign	Norm
P33(1234)	D	1232	120	99.4	1	0	+	0.957
P11(1450)	N	1440	350	65.0	1	2	+	0.784
D13(1525)	N	1520	120	55.0	2	1	-	1.008
S11(1540)	N	1535	150	45.0	0	1	-	1.067
S31(1620)	D	1620	150	25.0	0	1	+	1.055
S11(1640)	N	1650	150	70.0	0	1	+	1.051
P33(1640)	D	1600	350	17.5	1	2	+	0.935
D13(1670)	N	1700	100	10.0	2	1	-	1.165
D15(1680)	N	1675	150	45.0	2	1	+	1.024
F15(1680)	N	1680	130	65.0	3	2	+	0.912
P11(1710)	N	1710	100	15.0	1	2	+	1.349
D33(1730)	D	1700	300	15.0	2	1	+	0.751
P13(1740)	N	1720	150	15.0	1	2	+	1.301
P31(1920)	D	1910	250	22.5	1	2	-	1.229
F35(1920)	D	1905	350	10.0	3	2	-	0.635
F37(1950)	D	1950	300	37.5	3	2	+	0.710
P33(1960)	D	1920	200	13.0	1	2	+	1.285
F17(1970)	N	1990	400	5.0	3	2	+	0.619

Higher resonances implementation

There are at least 7 additional resonances not included in the original R-S model, they are:

- $P_{13}(1750)$
- $P_{31}(1750)$
- $S_{31}(1900)$
- $F_{15}(2000)$
- $F_{35}(2000)$
- $G_{17}(2190)$
- $G_{19}(2250)$

Notes: $L2i, 2j$ the labels are πN orbital angular momentum, isospin and spin respectively.

Only resonances with the same spin and orbital angular momentum can interfere (e.g.

$F_{15}(2000)$ and $F_{35}(2000)$ here, that is why in the table number N presented).

Original R-S model operates with $W < 2$ GeV, for higher values of W harmonic oscillator quark model (on which R-S model based)..

For each resonance its wave function should be calculated.