

Рождение дилептонов в элементарных
столкновениях и столкновениях тяжелых ионов
при промежуточных энергиях

Б.В. Мартемьянов
ИТЭФ

Семинар ТЕОРИЯ АДРОННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ
ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ, БЛТФ, ОИЯИ

30 ноября 2011 года

1. Dilepton production in pp and np collisions at 1.25 GeV. B.V. Martemyanov, M.I. Krivoruchenko, Amand Faessler. Phys.Rev. C84 (2011) 047601.
2. Electromagnetic form factors of nucleons in the extended vector meson dominance model. B. V. Martemyanov, Amand Faessler, and M. I. Krivoruchenko. Phys. Rev. C 82, 038201 (2010).
3. Dilepton production in heavy-ion collisions with in-medium spectral functions of vector mesons. E. Santini, M. D. Cozma, Amand Faessler¹, C. Fuchs, M. I. Krivoruchenko, and B. Martemyanov. Phys. Rev. C 78, 034910 (2008).
4. Dilepton and vector meson production in elementary and in heavy ion reactions. C. Fuchs, A. Faessler, D. Cozma, B.V. Martemyanov, M. Krivoruchenko. Nucl.Phys. A755 (2005) 499.
5. Dilepton production in heavy-ion collisions at intermediate energies. K. Shekhter, C. Fuchs, Amand Faessler, M. Krivoruchenko, and B. Martemyanov. Phys. Rev. C 68, 014904 (2003).
6. Electromagnetic Transition Form Factors and Dilepton Decay Rates of Nucleon Resonances. M.I. Krivoruchenko, B.V. Martemyanov, Amand Faessler, C. Fuchs. Annals Phys. 296 (2002) 299.
7. Dilepton production in proton proton collisions at BEVALAC energies. Amand Faessler, C. Fuchs, M.I. Krivoruchenko, B.V. Martemyanov. J.Phys.G G29 (2003) 603.

В элементарном NN столкновении дилептоны могут рождаться:

1. когда ни один из нуклонов не возбуждается, тормозное излучение. Сечение рождения мягких фотонов связано с сечением NN рассеяния. В общем случае вклад тормозного излучения мал.

2. когда один из нуклонов возбуждается. Далее возможен или радиационный распад или распады с испусканием π^0 или η - мезонов нуклонного резонанса. Распады $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ и $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ дают дилептоны.

3. когда оба нуклона возбуждаются. Такие процессы маловероятны при рассматриваемых энергиях.

4. когда нуклоны образуют дибарионный резонанс. Вклад виден в одном специфическом случае $np \rightarrow de^+ e^-$ при $T=1.25$ GeV.

Сечения рождения резонансов в столкновениях нуклонов известны из:

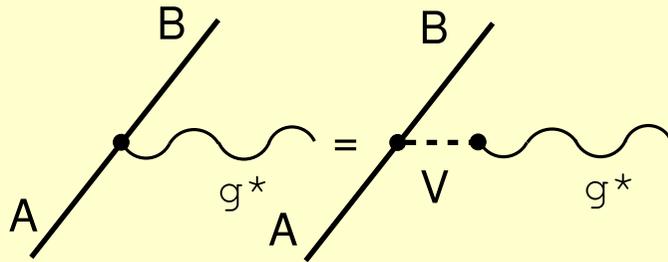
Pion-Production in Heavy-Ion Collisions at SIS energies.S. Teis, W. Cassing, M. Effenberger, A. Hombach, U. Mosel, Gy. Wolf.Z.Phys. A356 (1997) 421.

Они были найдены из описания рождения π , $\pi\pi$, η , ρ , ω мезонов в в столкновениях нуклонов.

Относительные вероятности распадов барионных резонансов на нуклон и π^0 , η мезоны известны, известны также относительные вероятности $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ и $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ распадов.

Относительные вероятности $R \rightarrow N e^+ e^-$ распадов экспериментально неизвестны, мы используем модель расширенной векторной доминантности, правила кваркового счета для их нахождения.

Motivations



$$F(q^2) = F(0) \frac{m_V^2}{m_V^2 - q^2}$$

Experiment: $F_{\omega\pi\gamma^*}(q^2) \sim 1/q^4$, $F_1^N(Q^2) \sim 1/Q^4$, $F_2^N(Q^2) \sim 1/Q^6$

Quark counting rules: $F(Q^2) \sim 1/Q^{2n}$, $Q^2 \rightarrow \infty$, $n = 1, 2, \dots$ depending on the process.

Radiative versus vector meson decays of baryonic resonances: $\Gamma(\mathbf{R} \rightarrow \mathbf{N}\gamma)$ is too large when calculated from $\Gamma(\mathbf{R} \rightarrow \mathbf{N}V)$ using VDM.

July 5, 2008
HADES Meeting 2008

Extended VMD model and Δ Dalitz decay (page 2)
Annals of Phys., **296**, 299 – 346 (2002)
Phys. Rev. **D65**, 017502 (2002)

Amand Faessler, C. Fuchs,
M. I. Krivoruchenko, B. V. Marti:
Tübingen Universität & ITEP, Moscow

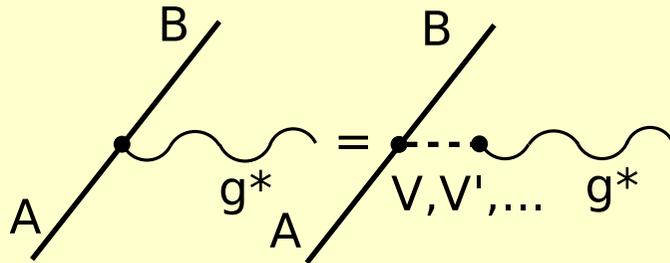
30 ноября 2011

Семинар ТЕОРИЯ АДРОННОГО
ВЕЩЕСТВА ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬ-
НЫХ УСЛОВИЯХ, БЛТФ, ОИЯИ

Рождение дилептонов в элементарных столкновениях и столкновениях
тяжелых ионов при промежуточных энергиях (page 5)

Б.В. Мартемьянов
ИТЭФ

Extension



$$F(q^2) = F(0) \frac{m_V^2 m_{V'}^2}{m_{V'}^2 - m_V^2} \left(\frac{1}{m_V^2 - q^2} - \frac{1}{m_{V'}^2 - q^2} \right) = F(0) \frac{m_V^2 m_{V'}^2}{(m_V^2 - q^2)(m_{V'}^2 - q^2)}$$

The destructive interference of V, V', \dots vector mesons can reduce $\Gamma(\mathbf{R} \rightarrow \mathbf{N}\gamma)$ radiation width in comparison to contribution of only ground state vector meson V .

Quark counting rules give constraints on the unknown couplings of excited vector mesons V', \dots to baryons and photon.

July 5, 2008
HADES Meeting 2008

Extended VMD model and Δ Dalitz decay (page 3)
Annals of Phys., **296**, 299 – 346 (2002)
Phys. Rev. **D65**, 017502 (2002)

Amand Faessler, C. Fuchs,
M. I. Krivoruchenko, B. V. Marti:
Tübingen Universität & ITEP, Moscow

30 ноября 2011

Семинар ТЕОРИЯ АДРОННОГО
ВЕЩЕСТВА ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬ-
НЫХ УСЛОВИЯХ, БЛТФ, ОИЯИ

Рождение дилептонов в элементарных столкновениях и столкновениях
тяжелых ионов при промежуточных энергиях (page 6)

Б.В. Мартемьянов
ИТЭФ

Helicity amplitudes

The process of decay $R \rightarrow N\gamma^*$ of baryonic resonance with spin $J = l + 1/2$ to nucleon and virtual photon is described by helicity amplitudes

$$\langle \lambda\lambda_{\gamma^*} | \mathbf{S} | \mathbf{J} \lambda_* \rangle; \quad \lambda_* = \lambda_{\gamma^*} - \lambda; \quad \lambda_{\gamma^*} = 0, \pm 1; \quad \lambda = \pm \frac{1}{2}$$

Due to P-invariance only 3 of them with $\lambda_* > 0$

$$\mathbf{A}_{\frac{3}{2}} \equiv \langle -\frac{1}{2} \mathbf{1} | \mathbf{S} | \frac{3}{2} \rangle, \quad \mathbf{A}_{\frac{1}{2}} \equiv \langle \frac{1}{2} \mathbf{1} | \mathbf{S} | \frac{1}{2} \rangle, \quad \mathbf{S}_{\frac{1}{2}} \equiv \langle -\frac{1}{2} \mathbf{0} | \mathbf{S} | \frac{1}{2} \rangle$$

are independent and it means that there are 3 ($\mathbf{F}_{1,2,3}(\mathbf{q}^2)$) independent invariant form factors

$$\langle \lambda\lambda_{\gamma^*} | \mathbf{S} | \mathbf{J} \lambda_* \rangle = e \bar{u}(\mathbf{p}, \lambda) \left\{ \mathbf{q}_{\beta_1} \dots \mathbf{q}_{\beta_{l-1}} \sum_{k=1}^3 \Gamma_{\beta_l \mu}^k \mathbf{F}_k(\mathbf{q}^2) \right\} u_{\beta_1 \dots \beta_l}(\mathbf{p}_*, \lambda_*) \epsilon_{\mu}^{*(\lambda_{\gamma^*})}(\mathbf{q})$$

$$\Gamma_{\beta\mu}^1 = \mathbf{m}_*(\mathbf{q}_{\beta} \gamma_{\mu} - \hat{\mathbf{q}} \mathbf{g}_{\beta\mu}) \gamma_5, \quad \Gamma_{\beta\mu}^2 = (\mathbf{q}_{\beta} \mathbf{P}_{\mu} - \mathbf{q} \cdot \mathbf{P} \mathbf{g}_{\beta\mu}) \gamma_5, \quad \Gamma_{\beta\mu}^3 = (\mathbf{q}_{\beta} \mathbf{q}_{\mu} - \mathbf{q}^2 \mathbf{g}_{\beta\mu}) \gamma_5$$

July 5, 2008
HADES Meeting 2008

Extended VMD model and Δ Dalitz decay (page 4)
Annals of Phys., **296**, 299 – 346 (2002)
Phys. Rev. **D65**, 017502 (2002)

Amand Faessler, C. Fuchs,
M. I. Krivoruchenko, B. V. Marti
Tübingen Universität & ITEP, Moscow

30 ноября 2011

Семинар ТЕОРИЯ АДРОННОГО
ВЕЩЕСТВА ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬ-
НЫХ УСЛОВИЯХ, БЛТФ, ОИЯИ

Рождение дилептонов в элементарных столкновениях и столкновениях
тяжелых ионов при промежуточных энергиях (page 7)

Б.В. Мартемьянов
ИТЭФ

Quark counting rules

Electroproduction of baryonic resonances in deep inelastic region
 $q^2 = -Q^2$, $Q^2 \rightarrow \infty$ is described by quark model that gives in asymptotics

$$A_{\frac{3}{2}} \sim \frac{1}{(Q^2)^{\frac{5}{2}}}, \quad A_{\frac{1}{2}} \sim \frac{1}{(Q^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad S_{\frac{1}{2}} \sim \frac{1}{(Q^2)^2}$$

This requires the following behaviour of invariant form factors

$$F_1(Q^2) \sim \frac{1}{(Q^2)^{l+2}}, \quad F_2(Q^2) \sim \frac{1}{(Q^2)^{l+3}}, \quad F_3(Q^2) \sim \frac{1}{(Q^2)^{l+3}}.$$

In extended VMD model it can be produced by destructive interference of the ground vector meson and $l+2$ its radial excitations

$$F_i(Q^2) = \frac{C_i - C'_i Q^2}{(1 + \frac{Q^2}{m_V^2})(1 + \frac{Q^2}{m_{V_1}^2}) \dots (1 + \frac{Q^2}{m_{V_{l+2}}^2})}, \quad C'_2 = C'_3 = 0.$$

So, we have 4 fitting parameters C_1, C'_1, C_2, C_3 for the description of $RN\gamma^*$ transition.

July 5, 2008
HADES Meeting 2008

Extended VMD model and Δ Dalitz decay (page 6)
Annals of Phys., **296**, 299 – 346 (2002)
Phys. Rev. **D65**, 017502 (2002)

Amand Faessler, C. Fuchs,
M. I. Krivoruchenko, B. V. Marten
Tübingen Universität & ITEP, Moscow

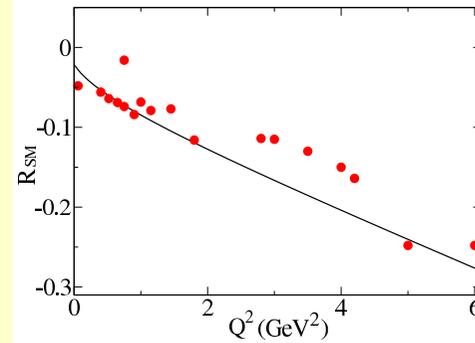
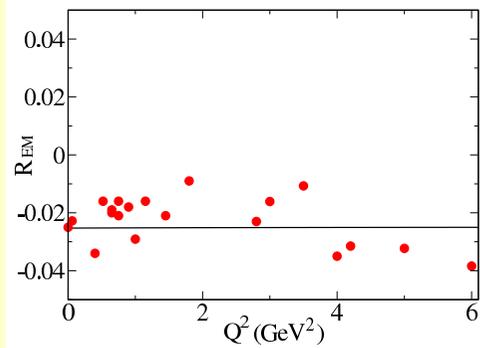
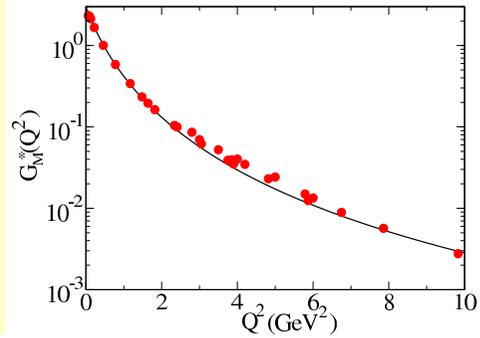
30 ноября 2011

Семинар ТЕОРИЯ АДРОННОГО
ВЕЩЕСТВА ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬ-
НЫХ УСЛОВИЯХ, БЛТФ, ОИЯИ

Рождение дилептонов в элементарных столкновениях и столкновениях
тяжелых ионов при промежуточных энергиях (page 8)

Б.В. Мартемьянов
ИТЭФ

Fit of ΔN_{γ^*} data



$$C_1 = 1.77, C'_1 = 0.025, C_2 = -1.1, C_3 = -0.93$$

July 5, 2008
HADES Meeting 2008

Extended VMD model and Δ Dalitz decay (page 7)
Annals of Phys., **296**, 299 – 346 (2002)
Phys. Rev. **D65**, 017502 (2002)

Amand Faessler, C. Fuchs,
M. I. Krivoruchenko, B. V. Marti
Tübingen Universität & ITEP, Moscow

30 ноября 2011

Семинар ТЕОРИЯ АДРОННОГО
ВЕЩЕСТВА ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬ-
НЫХ УСЛОВИЯХ, БЛТФ, ОИЯИ

Рождение дилептонов в элементарных столкновениях и столкновениях
тяжелых ионов при промежуточных энергиях (page 9)

Б.В. Мартемьянов
ИТЭФ

Для рождения дилептонов в pN столкновениях мы учитываем три следующих основных источника

$$pN \rightarrow NR \rightarrow NN\pi^0 ; \pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^- ,$$

$$pN \rightarrow NR \rightarrow NN\eta ; \eta \rightarrow \gamma e^+ e^- ,$$

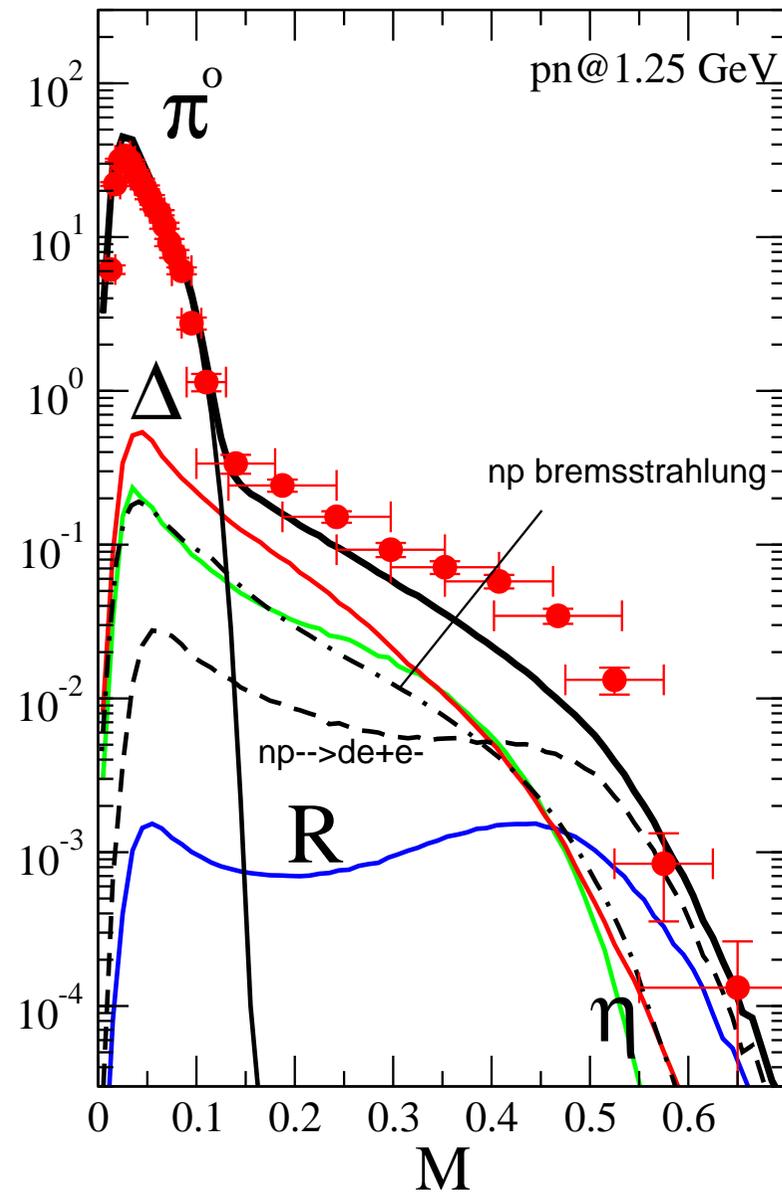
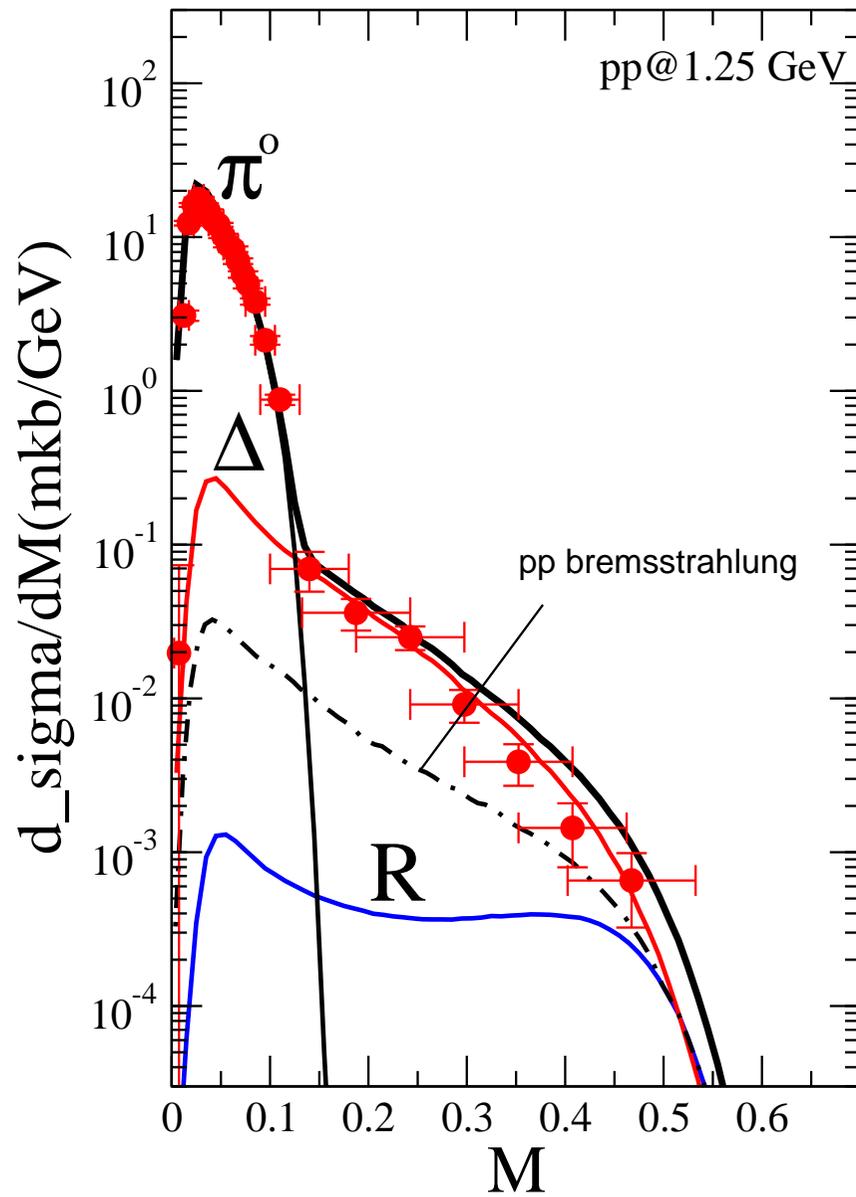
$$pN \rightarrow NR \rightarrow NNe^+ e^- ,$$

К резонансным источникам рождения η мезона мы добавляем существенный при низких энергиях процесс $pn \rightarrow d\eta$, параметризуя просто экспериментальное сечение.

Сечение тормозного излучения дилептонов мы берём из работ R. Shyam, U. Mosel, умножая его в духе идеи доминантности векторных мезонов на формфактор $1/(1 - M^2/m_\rho^2)$.

Также мы рассматриваем радиационный захват $np \rightarrow de^+e^-$ как источник дилептонов в np столкновениях. Его сечение пересчитывается из известного сечения фоторасщепления дейтона $\rightarrow d\gamma \rightarrow np$ с учетом того же дипольного формфактора $1/(1 - M^2/m_\rho^2)$.

Существенный вклад радиационного захвата мог бы быть проявлением дибарионного резонанса $I(J^P) = 0(3^+)$ с массой $m = 2.37$ GeV и шириной $\Gamma \approx 70$ MeV, видного в pn системе.



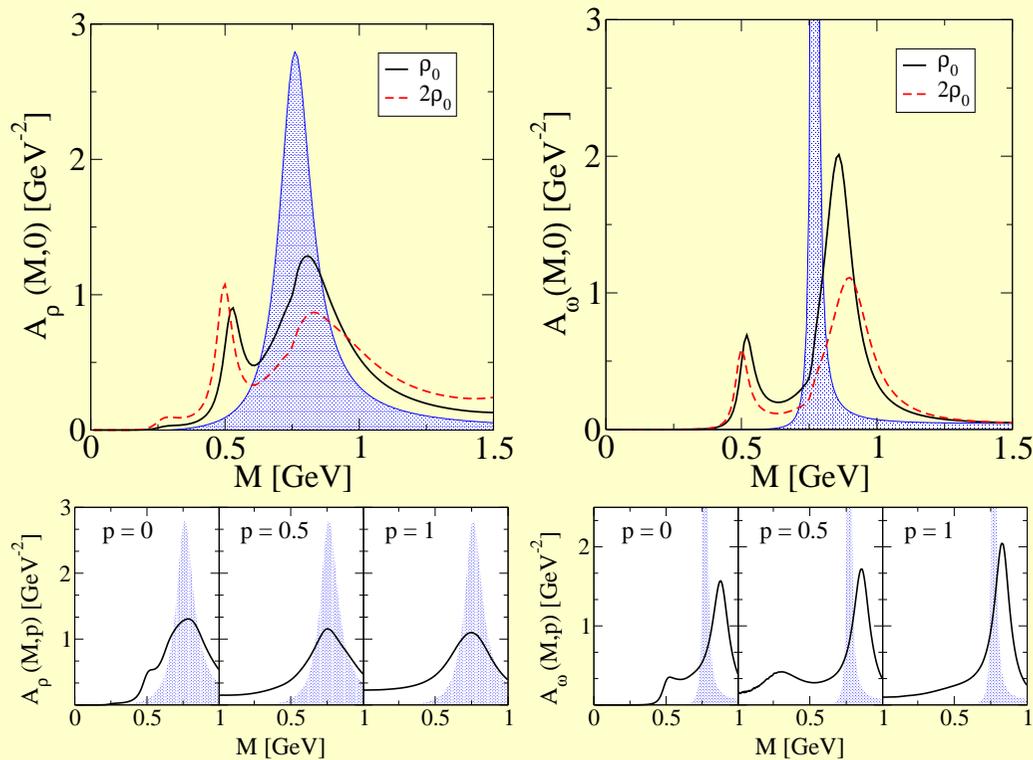
C+C при 2 A ГэВ

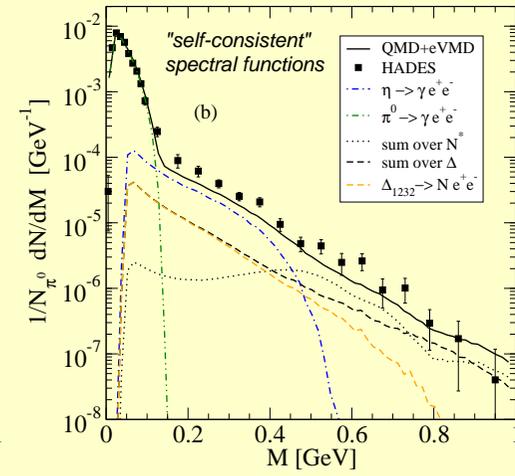
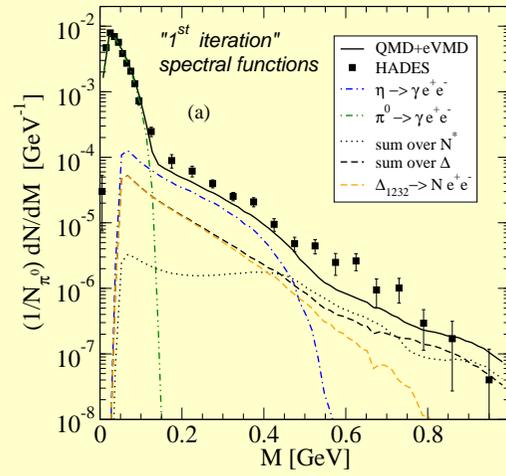
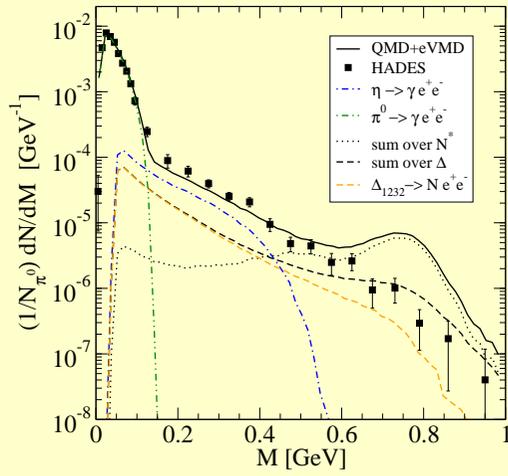
Tübingen relativistic quantum molecular dynamics (RQMD) transport model

$$\Sigma_V = - \int A_{VN} 2 \times 2 \frac{d^3 p_N}{2E_N (2\pi)^3}$$

$$A_{VN} = - \sum_R \frac{(2J_R+1)}{2 \times 3} \frac{8\pi s}{k} \frac{\Gamma_{RNV}(s)}{s - M_R^2 + i\sqrt{s}\Gamma_R^{\text{tot}}(s)}$$

$$A_V(M, |\mathbf{p}|) = \frac{1}{\pi} \frac{-\Im \Sigma_V^{\text{tot}}}{(M^2 - m_V^2 - \Re \Sigma_V^{\text{tot}})^2 + (\Im \Sigma_V^{\text{tot}})^2}$$





Выводы

- ❖ Резонансная модель + расширенная модель доминантности векторных мезонов позволяет единым образом описать рождение векторных мезонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях и их свойства в ядерной среде
- ❖ рождение дилептонов в нуклон-нуклонных взаимодействиях следует из этой модели и согласуется с экспериментом
- ❖ В столкновениях тяжелых ионов важно изменение свойств векторных мезонов в ядерной среде