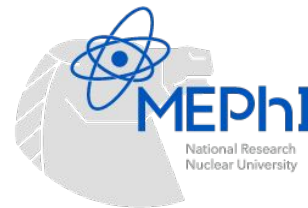
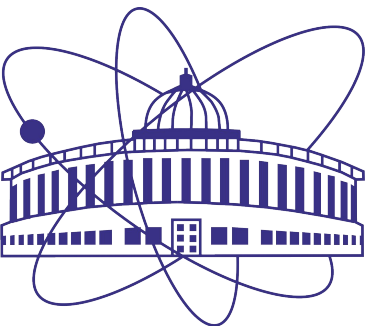


Измерение потоков в эксперименте MPD с фиксированной мишенью на коллайдере NICA

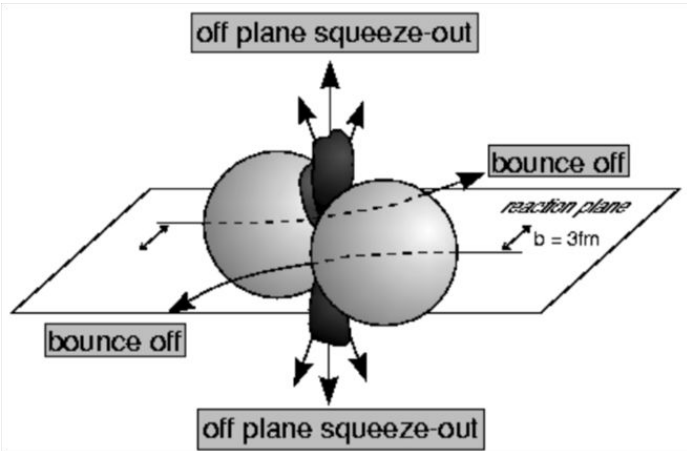
Парфенов П.Е., Мамаев М.В., Тараненко А.В.
(ОИЯИ, НИЯУ МИФИ)

Научная сессия секции ядерной физики ОФН РАН
1-5 апреля 2024

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ,
проект "Новые явления в физике элементарных частиц и ранней
Вселенной" № FSWU-2023-0073



Анизотропные потоки адронов



Азимутальное распределение рожденных частиц от Ψ_{RP} :

$$\rho(\varphi - \Psi_{RP}) = \frac{1}{2\pi} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos n(\varphi - \Psi_{RP}) \right)$$

Коллективные потоки v_n - коэффициенты ряда Фурье:

$$v_n = \langle \cos [n(\varphi - \Psi_{RP})] \rangle$$

v_1 - направленный поток, v_2 - эллиптический поток

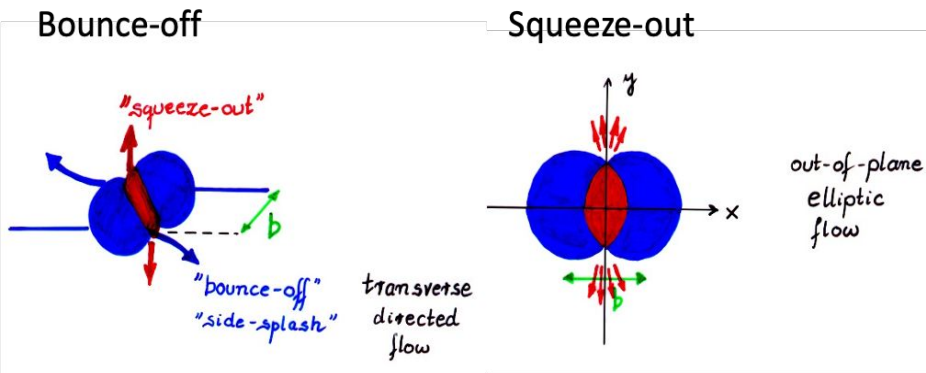
Коллективные потоки чувствительны к:

- Сжатую материю, созданной в ядро-ядерном столкновении

$$(t_{exp} = R/c_s, \quad c_s = c\sqrt{dp/d\varepsilon})$$

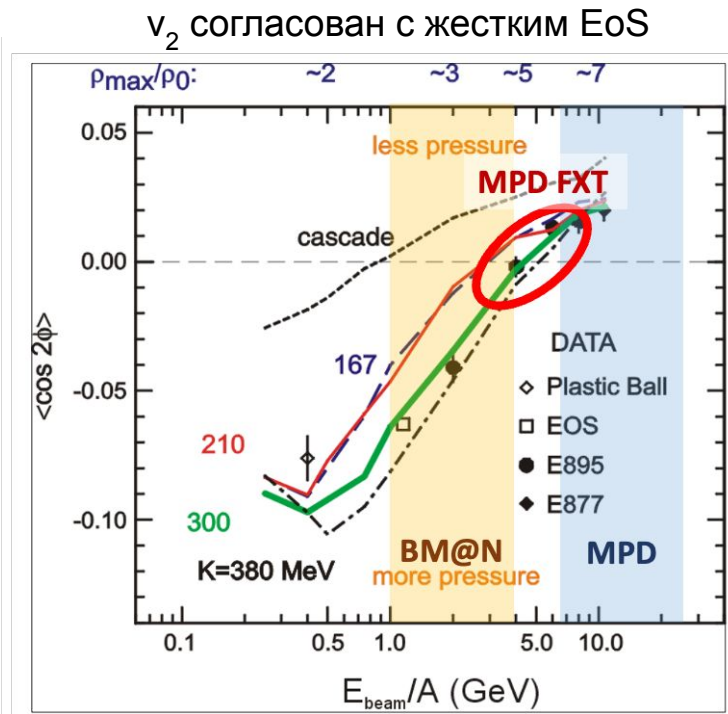
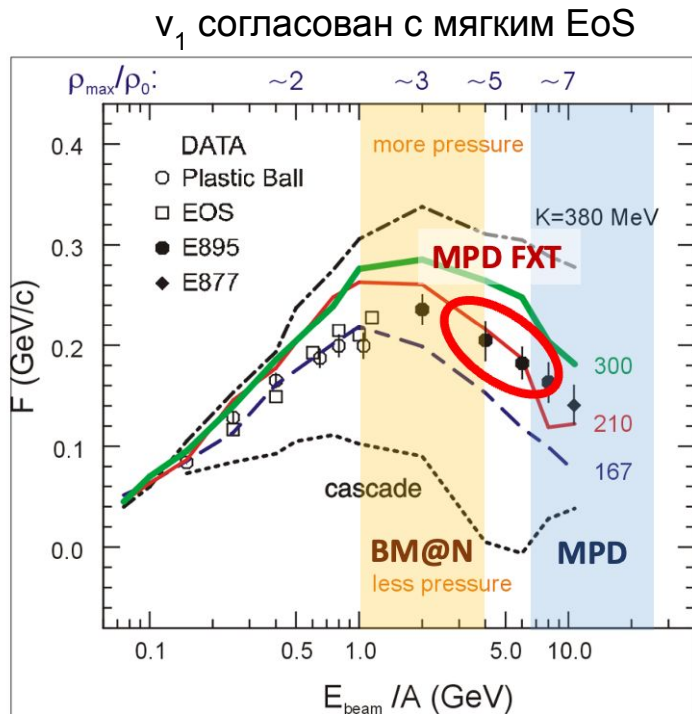
- Времени взаимодействия области нуклонов-участников и зрителей

$$(t_{pass} = 2R/\gamma_{CM}\beta_{CM})$$



v_n при энергиях Нуклотрон-NICA

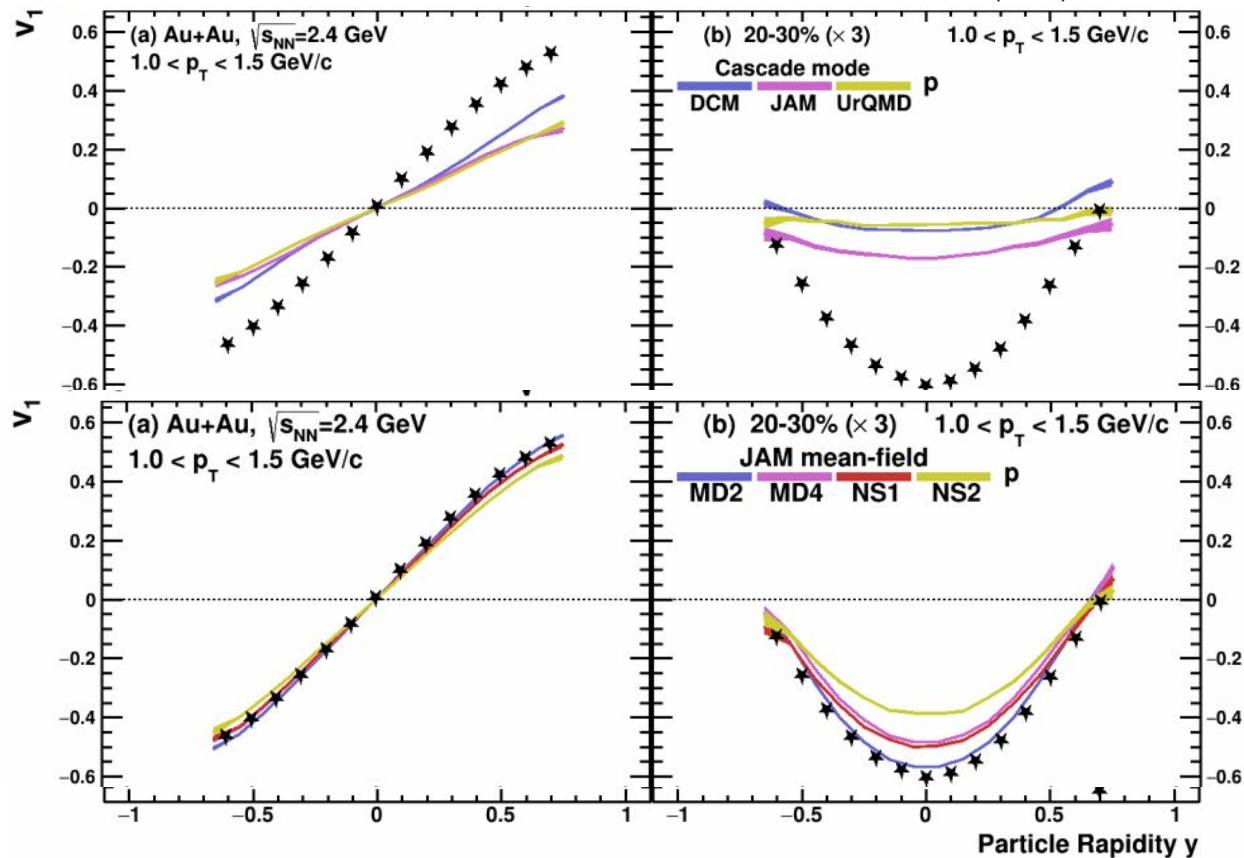
P. DANIELEWICZ, R. LACEY, W. LYNCH
10.1126/science.1078070



- Данные v_n из E895 эксперимента могут быть неоднозначно трактованы:
 - v_1 согласован с мягким EoS, а v_2 согласован с жестким EoS
- Дополнительные измерения необходимы для уточнения предыдущих измерений

Выбор модели ядро-ядерного столкновения

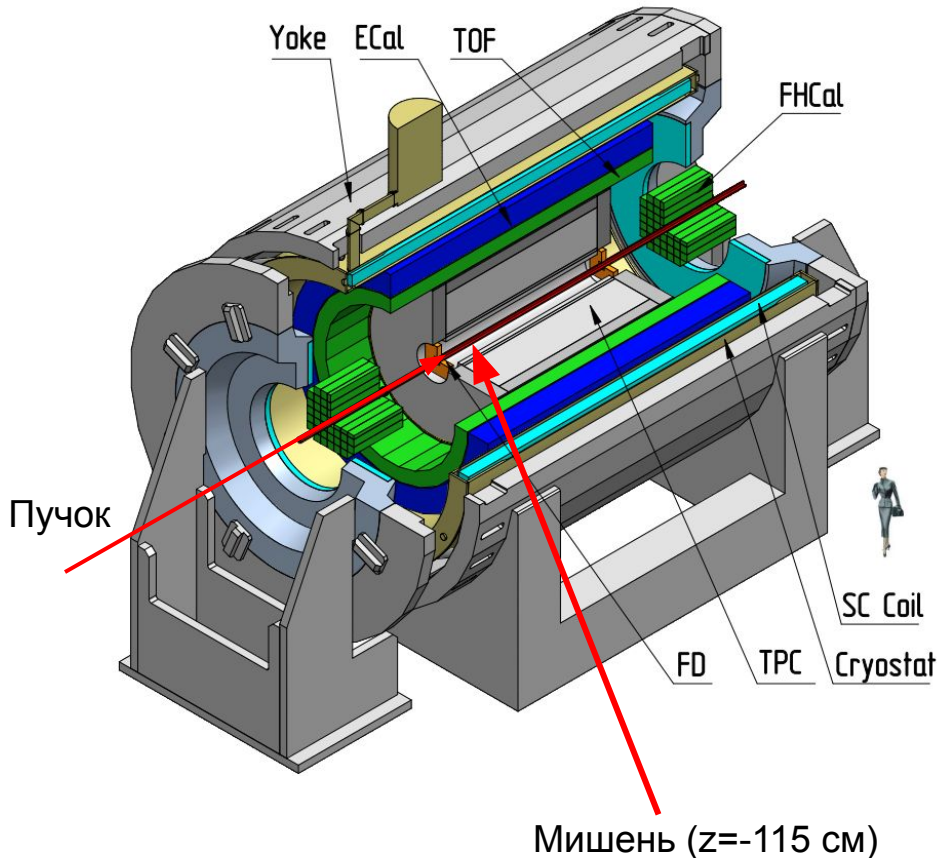
P.Parfenov Particles 5 (2022) 4, 561-579



Модели с каскадным режимом работы не могут воспроизвести v_n при низких энергиях ядро-ядерных столкновений

Модели с режимом работы среднего поля (mean-field) довольно хорошо воспроизводят v_n

MPD в режиме работы с фиксированной мишенью (MPD-FXT)



- Модель: UrQMD mean-field
 - 10M, Bi+Bi, $E_{kin} = 1.45A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 2.5$ ГэВ)
 - 10M, Bi+Bi, $E_{kin} = 2.92A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 3.0$ ГэВ)
 - 10M, Bi+Bi, $E_{kin} = 4.65A$ ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 3.5$ ГэВ)
- Точечная мишень в $z = -115$ см
- GEANT4 для симуляции детекторного отклика
- Центральность, определенная по множественности заряженных частиц
- Идентификация частиц основана на dE/dx (TPC) и m^2 (TOF+TPC)
- Отбор первичных частиц: $DCA < 1$ см
- Отбор по качеству треков частиц:
 - $N_{hits} > 27$ (протоны), $N_{hits} > 22$ (пионы)

Процедура определения центральности: Г-fit метод

Отношение между множественностью N_{ch} и

прицельным параметром b задается

флуктуационным ядром:

$$P(N_{ch}|c_b) = \frac{1}{\Gamma(k(c_b))\theta^k} N_{ch}^{k(c_b)-1} e^{-N_{ch}/\theta} \quad \frac{\sigma^2}{\langle N_{ch} \rangle} = \theta \approx const, k = \frac{\langle N_{ch} \rangle}{\theta}$$

$$c_b = \int_0^b P(b') db' \quad \text{– центральность по прицельному параметру}$$

Зависимость средней множественности от

центральности задается с помощью

параметризации:

$$\langle N_{ch} \rangle = N_{knee} \exp\left(\sum_{j=1}^3 a_j c_b^j\right) \quad N_{knee}, \theta, a_j \text{ - 5 параметров}$$

Параметризация множественности и прицельного

параметра:

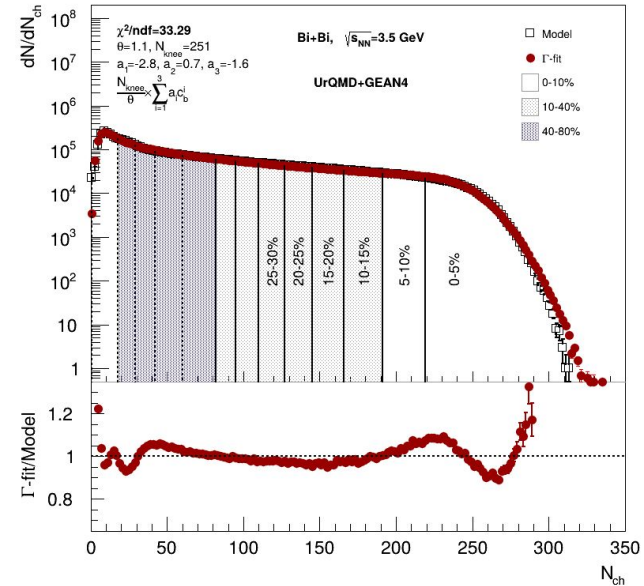
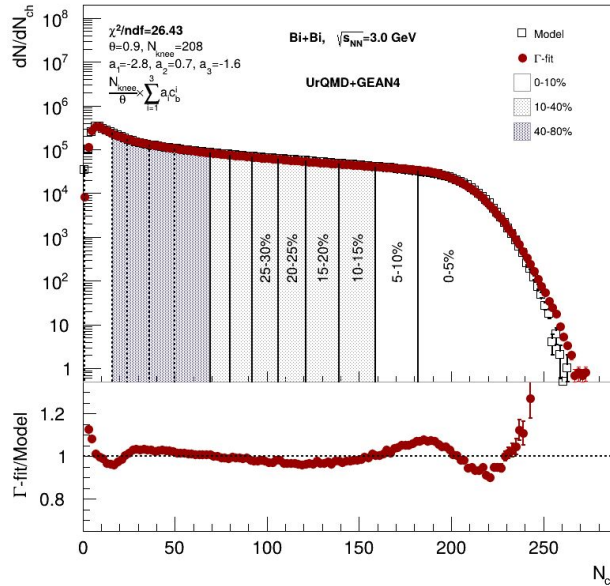
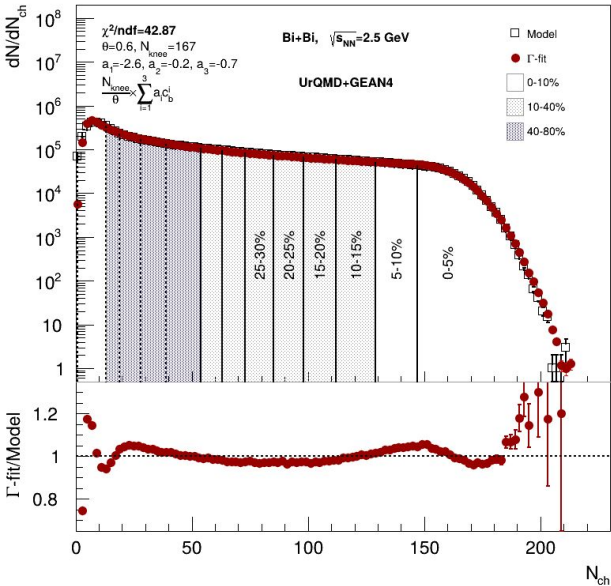
$$P(N_{ch}) = \int_0^1 P(N_{ch}|c_b) dc_b \quad P(b|n_1 < N_{ch} < n_2) = P(b) \frac{\int_{n_1}^{n_2} P(N_{ch}|b) dN_{ch}}{\int_{n_1}^{n_2} P(N_{ch}) dN_{ch}}$$

Метод состоит из 2 этапов:

Параметризация данных множественности $P(N_{ch})$

Построение $P(b|E)$, используя обратную теорему Байеса

Процедура определения центральности: Результаты



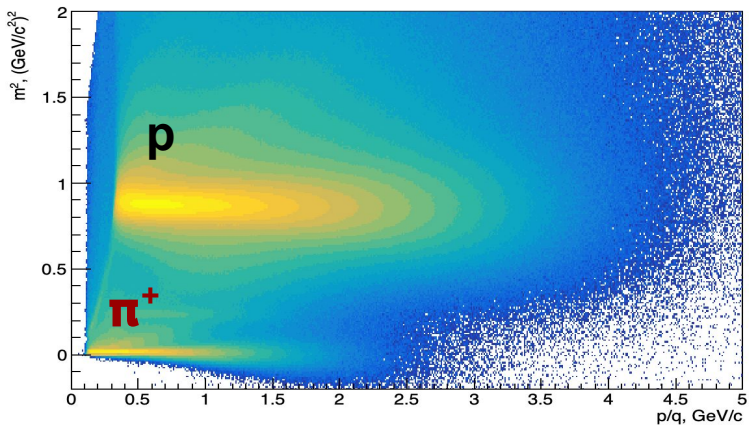
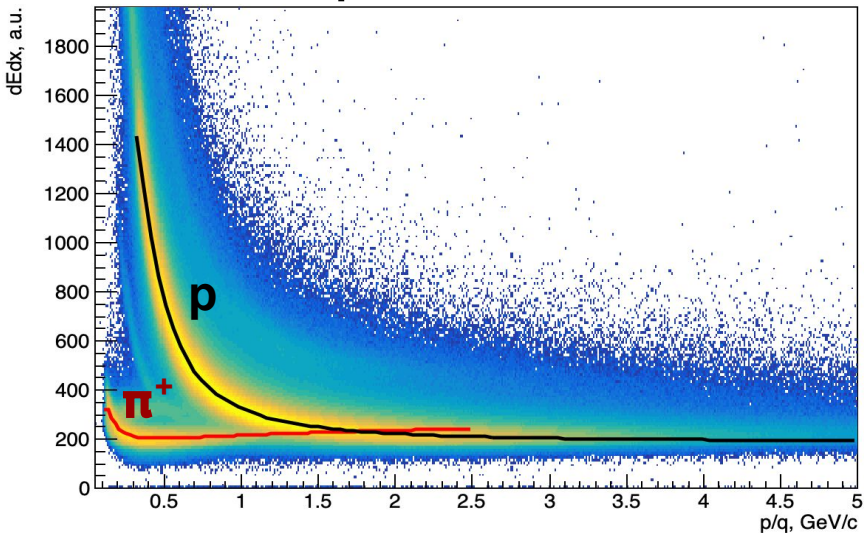
Отбор по трекам частиц:

- $N_{\text{hits}} > 16$
- $0 < \eta < 2$

Хорошее согласие данных с параметризацией

Используется процедура определения центральности с помощью множественности частиц, основанная на обратной теореме Байеса (Γ -fit или inverse Bayes)

Идентификация частиц



Для dE/dx параметризация формулы Бете-Блоха:

$$f(\beta\gamma) = \frac{p_1}{\beta^{p_4}} \left(p_2 - \beta^{p_4} - \ln \left(p_3 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{p_5}} \right) \right)$$

$$\beta^2 = \frac{p^2}{m^2 + p^2}, \beta\gamma = \frac{p}{m} \quad p_i - \text{параметры}$$

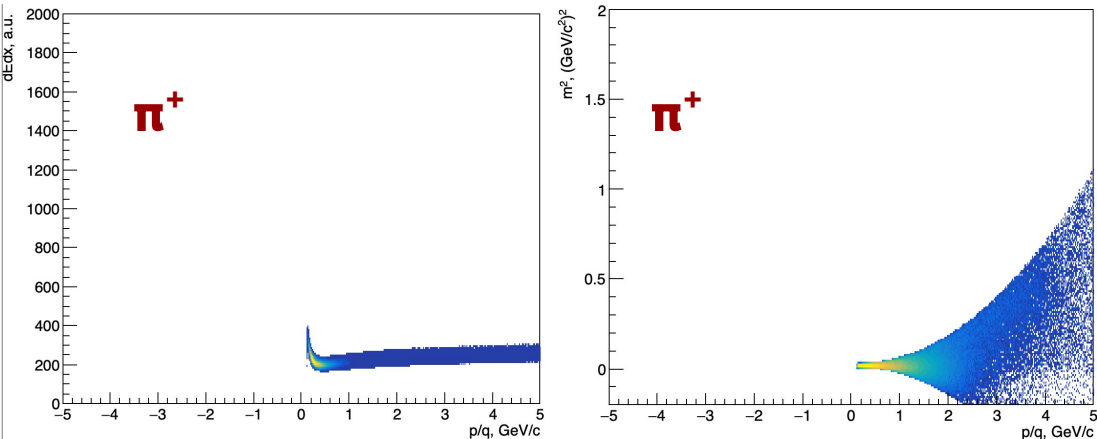
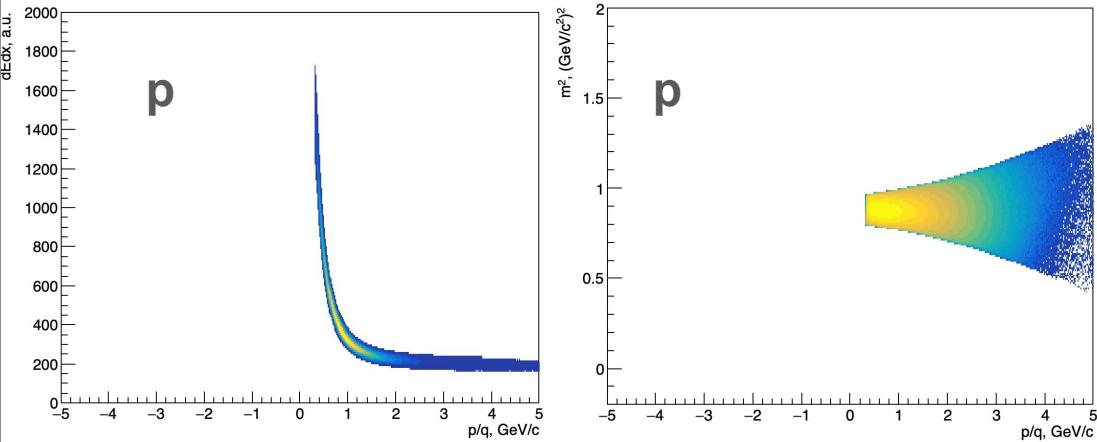
Величину $(dE/dx - f(\beta\gamma))/f(\beta\gamma)$ можно параметризовать гауссом при разных p/q и получить $\sigma_p(dE/dx)$

m^2 можно параметризовать гауссом при разных p/q и получить $\sigma_p(m^2)$

Координаты (x,y) для отбора частиц:

$$x_p = \frac{(dE/dx)^{meas} - (dE/dx)_p^{fit}}{(dE/dx)_p^{fit} \sigma_p^{dE/dx}}, \quad y_p = \frac{m^2 - m_p^2}{\sigma_p^{m^2}}$$

Идентификация частиц: Результаты



$$x_p = \frac{(dE/dx)^{meas} - (dE/dx)_p^{fit}}{(dE/dx)_p^{fit} \sigma_p^{dE/dx}}$$

$$y_p = \frac{m^2 - m_p^2}{\sigma_p^{m^2}}$$

Протоны:

$$\sqrt{x_p^2 + y_p^2} < 2, \sqrt{x_\pi^2 + y_\pi^2} > 3$$

Пионы (π^+):

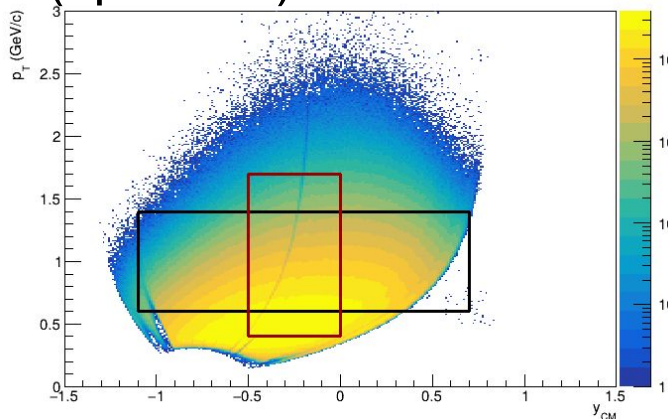
$$\sqrt{x_\pi^2 + y_\pi^2} < 2, \sqrt{x_p^2 + y_p^2} > 3$$

Пионы (π^-):

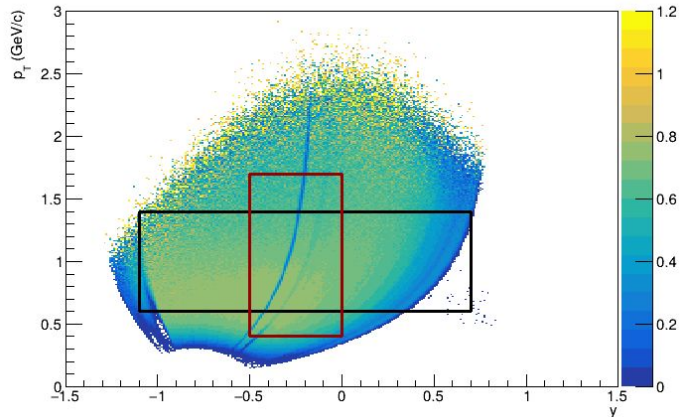
Отрицательный заряд ($q < 0$)

Распределения (y - p_T), эффективности и δp_T (протоны)

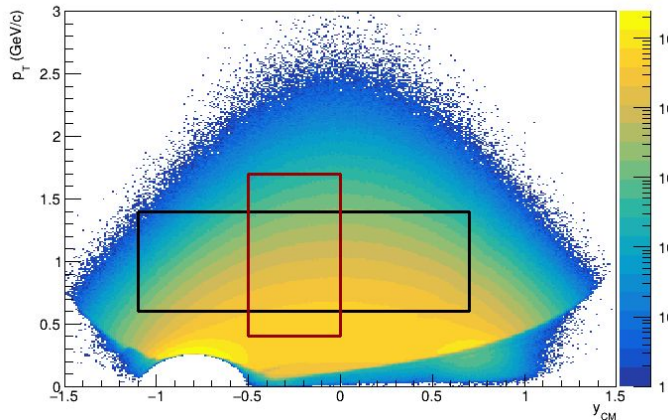
Reconstructed protons Y_{cm} - p_T



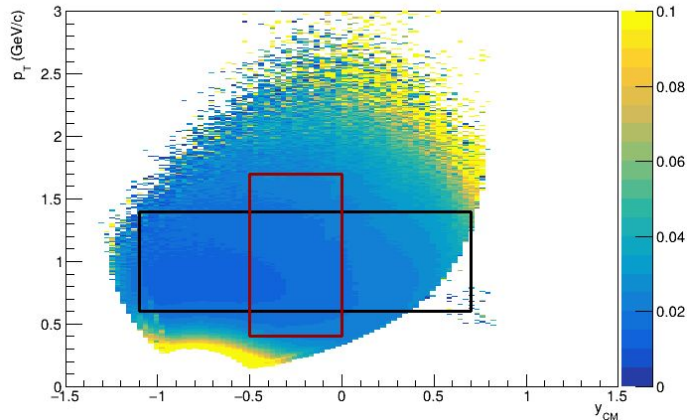
Efficiency (Y - p_T) of primary protons



Simulated protons Y_{cm} - p_T



Pt-resolution for reconstructed protons in Y_{cm} - p_T plane



$$\text{eff} = \frac{\frac{dN}{dydp_T}(\text{reco})}{\frac{dN}{dydp_T}(\text{sim})}$$

$$\Delta p_T = \frac{|p_T^{\text{reco}} - p_T^{\text{mc}}|}{p_T^{\text{mc}}}$$

Bi+Bi $\sqrt{s_{NN}}=2.5$ ГэВ

Отбор на треки частиц:

- $N_{\text{hits}} > 27$
- $\text{DCA} < 1$ cm
- PID (TPC+TOF)

Отбор на mc частицы:

- PID (pdg код)
- Первичные (motherId)

Черный прямоугольник:

окно (y - p_T) для $v_n(y)$

Красный прямоугольник:

окно (y - p_T) для $v_n(p_T)$

Измерение потоков: u - и Q -вектора

Для каждой измеренной частицы определяется u_n -вектор в азимутальной плоскости:

$$u_n = e^{in\phi}$$

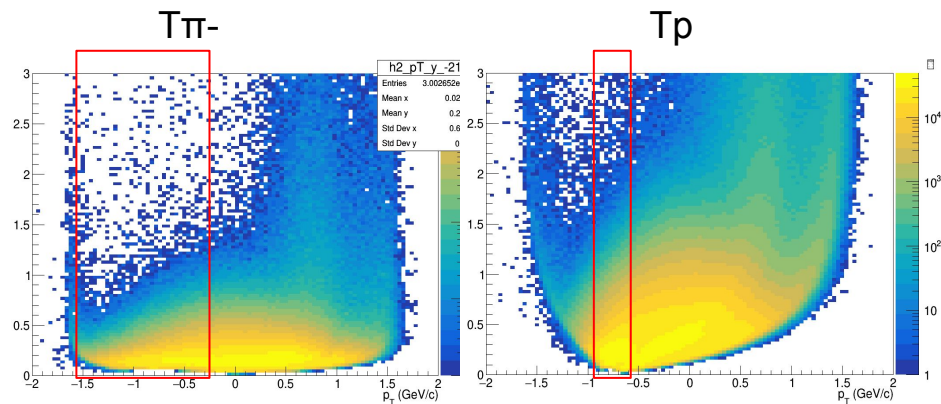
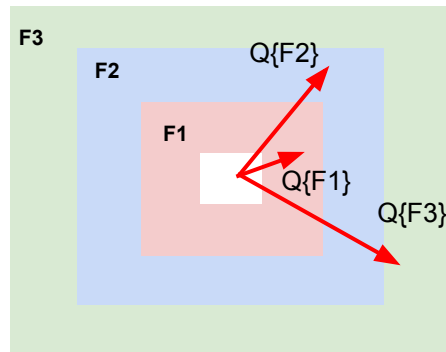
где ϕ - азимутальный угол частицы

Взвешенная сумма по группе u_n -векторов в событии называется Q_n -вектором:

$$Q_n = \frac{\sum_{k=1}^N w_n^k u_n^k}{\sum_{k=1}^N w_n^k} = |Q_n| e^{in\Psi_n^{EP}}$$

Ψ_n^{EP} - плоскость события (симметрии)

Модули FHCAL разделены на 3 группы: F1, F2, F3



Дополнительные подсобытия из трекинговой системы:

Тр: p ; $-1.0 < y < -0.6$;

Тп-: π^- ; $-1.5 < y < -0.2$;

Измерение потоков: метод скалярных произведений

Метод проверен в M Mamaev et al 2020 PPNuclei 53, 277–281
 BM@N, HADES: M Mamaev et al 2020 J. Phys.: Conf. Ser. 1690 012122

Метод скалярных произведений (SP):

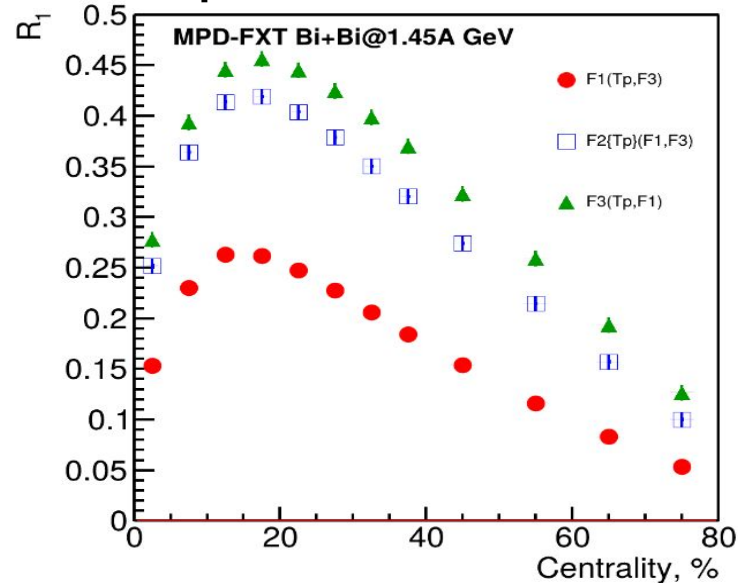
$$v_1 = \frac{\langle u_1 Q_1^{F1} \rangle}{R_1^{F1}} \quad v_2 = \frac{\langle u_2 Q_1^{F1} Q_1^{F3} \rangle}{R_1^{F1} R_1^{F3}}$$

Где R_1 - разрешение плоскости симметрии:

$$R_1^{F1} = \langle \cos(\Psi_1^{F1} - \Psi_1^{RP}) \rangle$$

Символ “F2(F1,F3)” означает, что R_1 был получен с помощью 3-х подсобытий:

$$R_1^{F2(F1,F3)} = \frac{\sqrt{\langle Q_1^{F2} Q_1^{F1} \rangle \langle Q_1^{F2} Q_1^{F3} \rangle}}{\sqrt{\langle Q_1^{F1} Q_1^{F3} \rangle}}$$

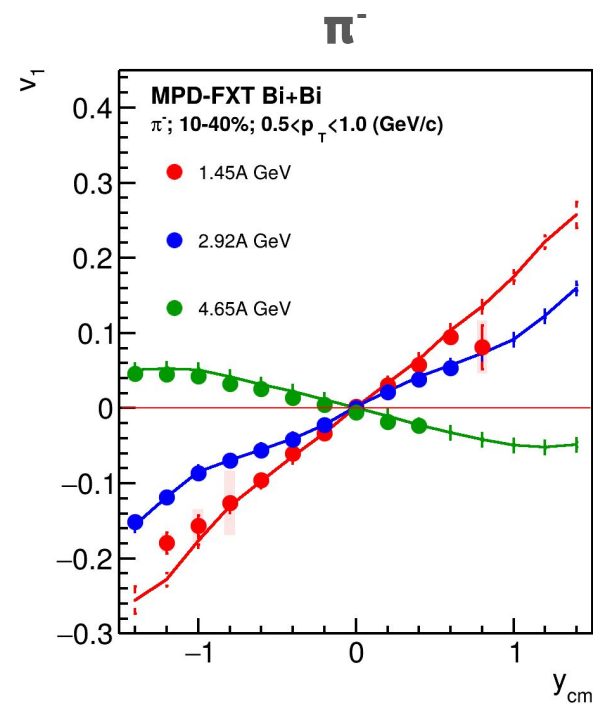
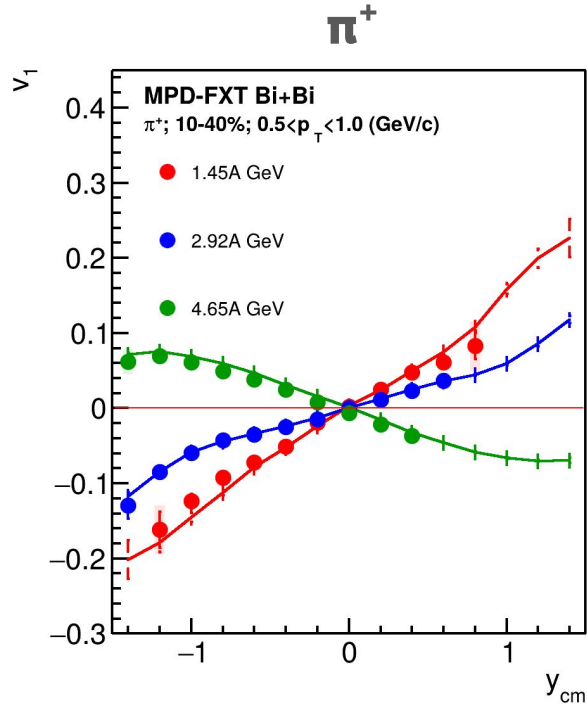
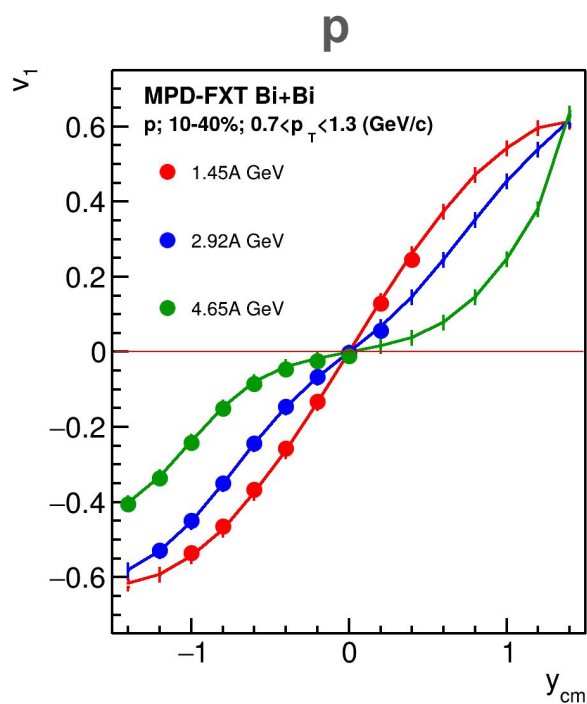


Символ “F2{Tp}(F1,F3)” означает, что R_1 был получен с помощью 4-х подсобытий:

$$R_1^{F2\{Tp\}(F1,F3)} = \langle Q_1^{F2} Q_1^{Tp} \rangle \frac{\sqrt{\langle Q_1^{F1} Q_1^{F3} \rangle}}{\sqrt{\langle Q_1^{Tp} Q_1^{F1} \rangle \langle Q_1^{Tp} Q_1^{F3} \rangle}}$$

Результаты: $v_1(y)$

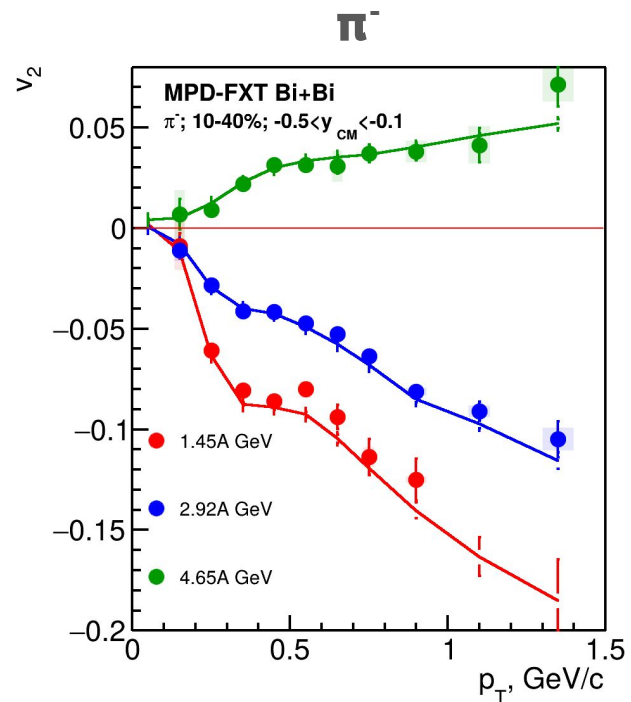
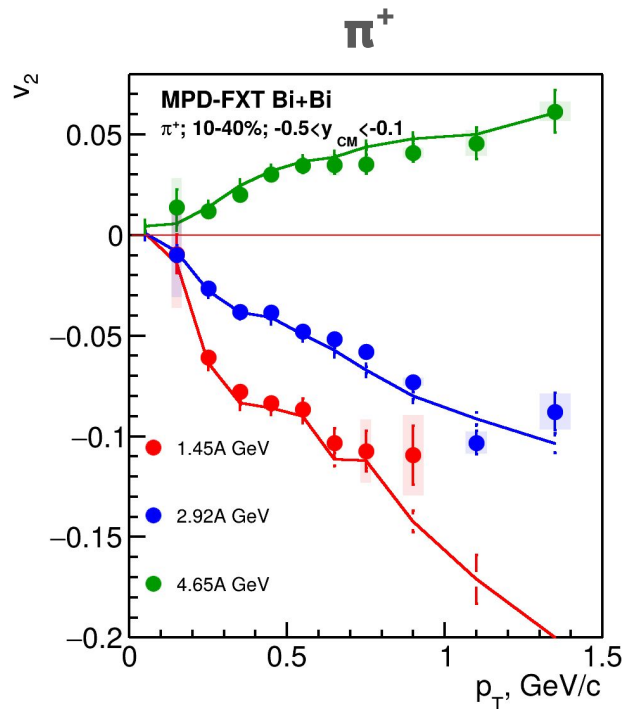
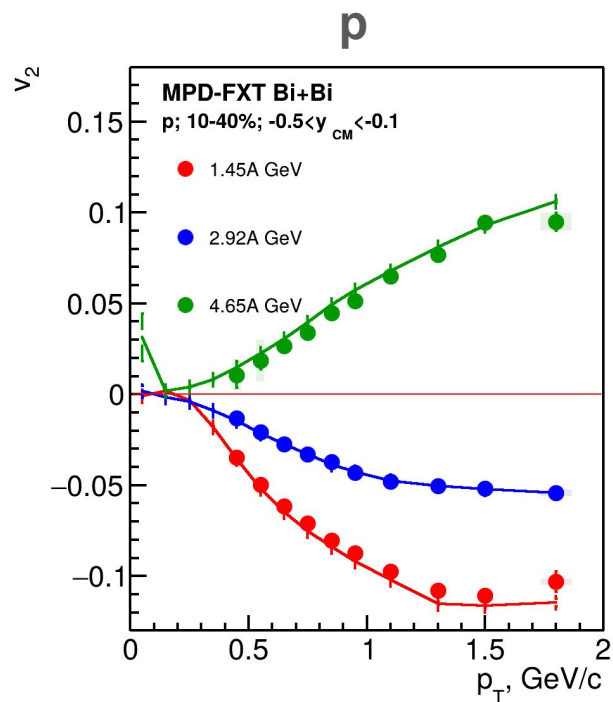
Систематические ошибки:
xx, yy, F1, F2, F3



Хорошее согласие с данными из модели

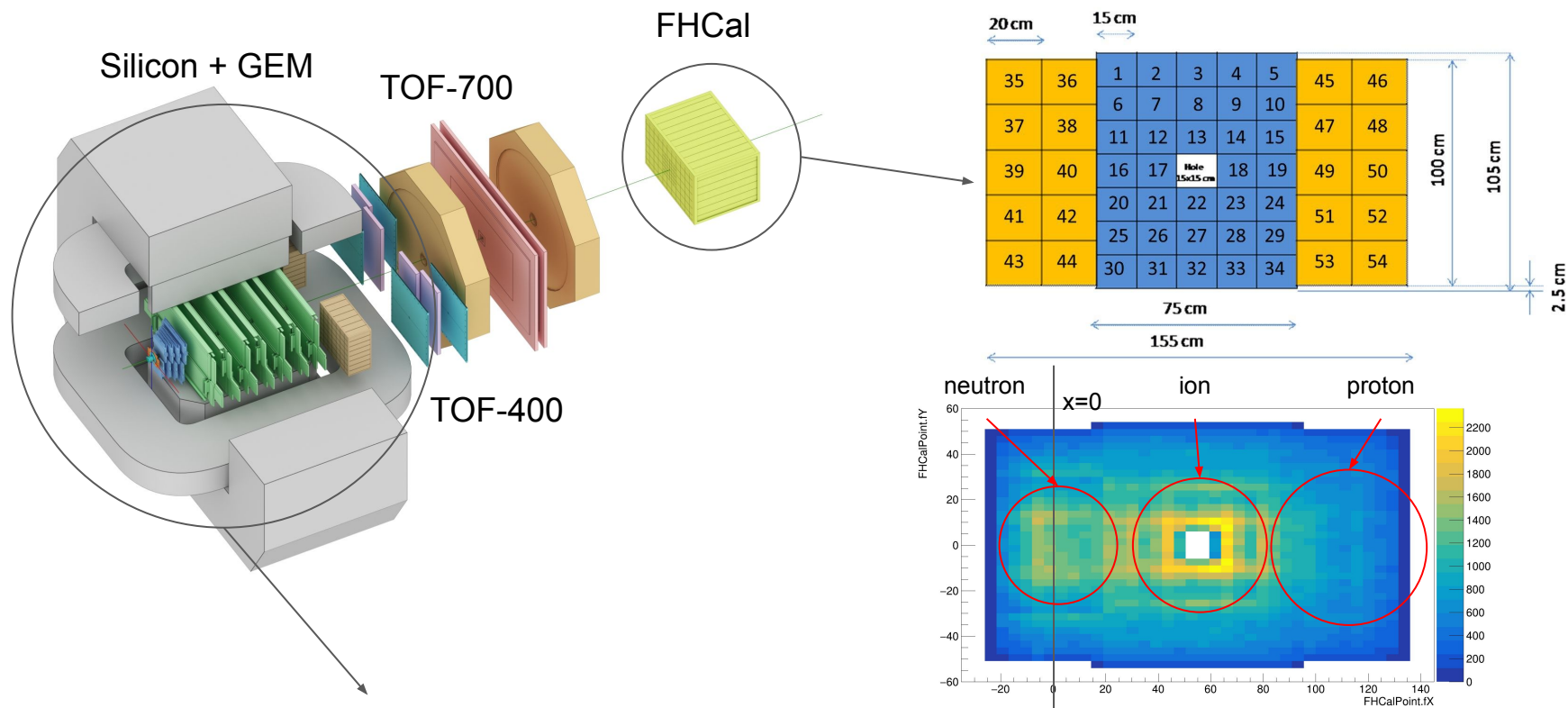
Результаты: $v_2(p_T)$

Систематические ошибки:
xxx, хуу



Хорошее согласие с данными из модели

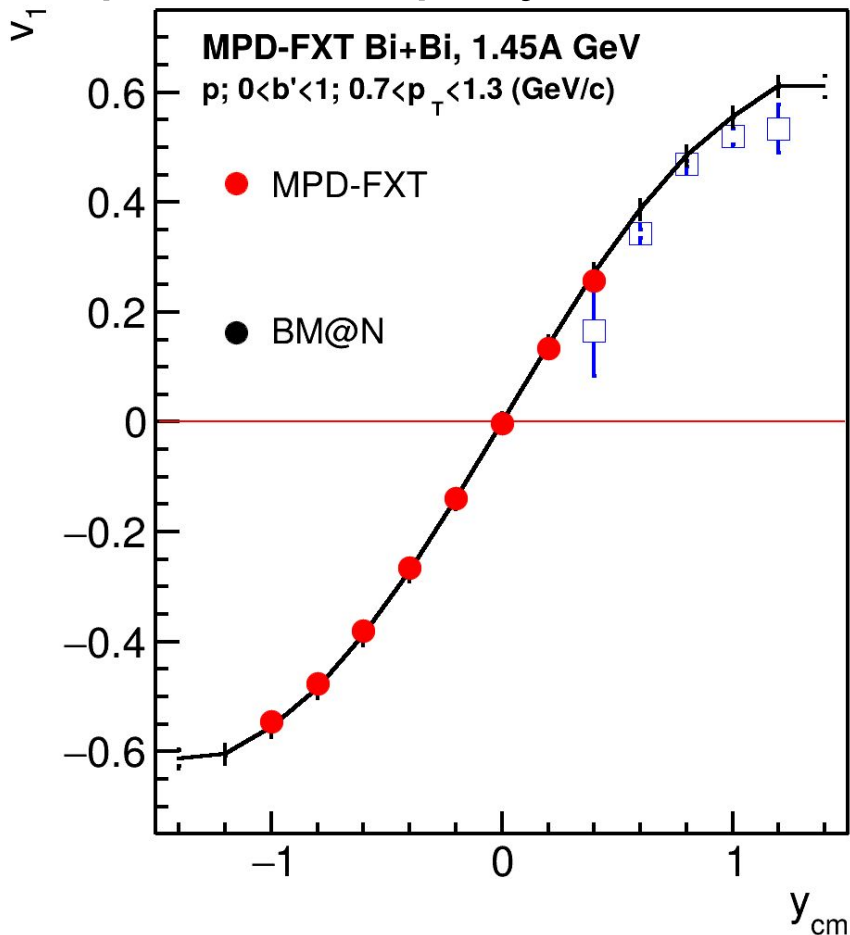
Эксперимент VM@N (симуляция для RUN8)



Гибридная система трекинга внутри магнитного поля, отклоняющего частицы вдоль оси X.

Разделение частиц (фрагментов) по заряду на поверхности FHCaI под влиянием магнитного поля.

Сравнение результатов MPD-FXT и BM@N



TOF система BM@N (TOF-400 и TOF-700) обладает ограниченным покрытием области средних быстрот при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.5$ ГэВ

- Нужно провести сравнение при более высоких энергиях (например $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ)
- Из-за влияния магнитного поля в BM@N требуется больше статистики:
 - Только компонента “уу” корреляций $\langle uQ \rangle$ и $\langle QQ \rangle$ может быть использована для измерений потоков

Оба эксперимента MPD-FXT и BM@N могут быть использованы для измерений v_n :

- Чтобы расширить покрытие по быстройте
- Чтобы провести сравнительную проверку результатов

Заключение

- Было проведено исследование детекторных возможностей по измерению анизотропных потоков идентифицированных заряженных адронов в эксперименте MPD в режиме работы с фиксированной мишенью (MPD-FXT) с использованием модели ядро-ядерных столкновений UrQMD и симуляцией отклика детектора GEANT4 для столкновений $Vi+Vi$ при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 2.5, 3$ и 3.5 ГэВ
- Измерены направленный и эллиптический потоки протонов и пионов:
 - Для каждого типа частиц, v_1 и v_2 совпадают с результатами, полученными из модели в областях отрицательных и средних быстрот
- Сравнение с результатами симуляции BM@N для $Vi+Vi$ при $\sqrt{s_{NN}} = 2.5$ GeV:
 - TOF система BM@N обладает слабым покрытием области средних быстрот при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.5$ ГэВ
 - Оба эксперимента MPD-FXT и BM@N могут быть использованы при измерениях коллективных потоков в энергетическом диапазоне ускорительного комплекса Нуклотрон-NICA

Спасибо за внимание!

Backup

MPD

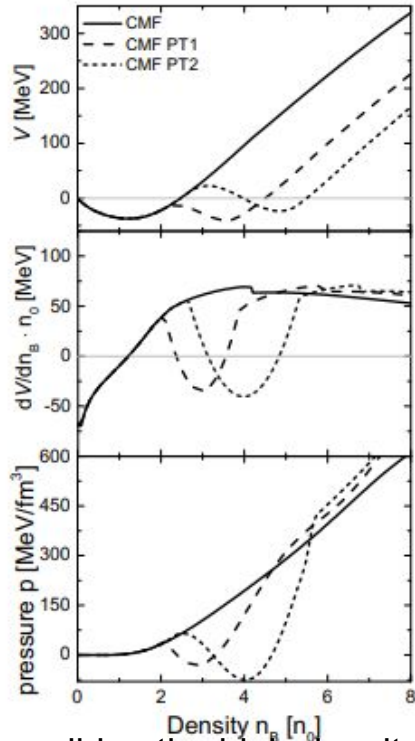
BM@N

v_n as a function of collision energy

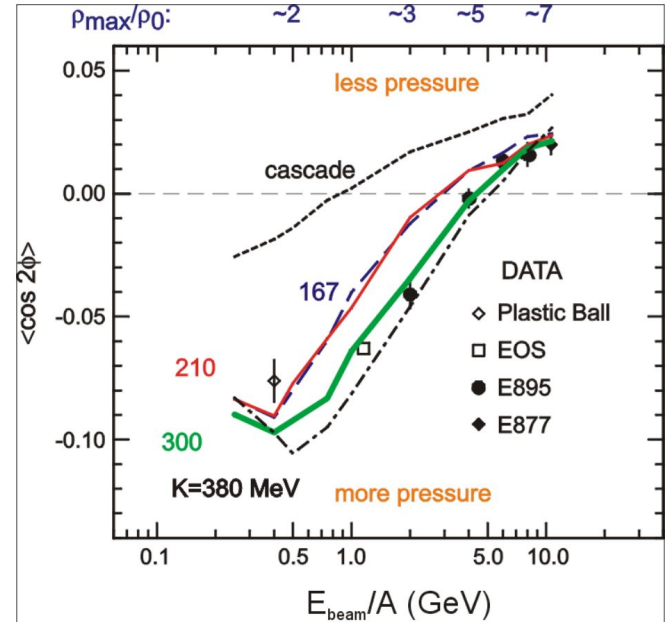
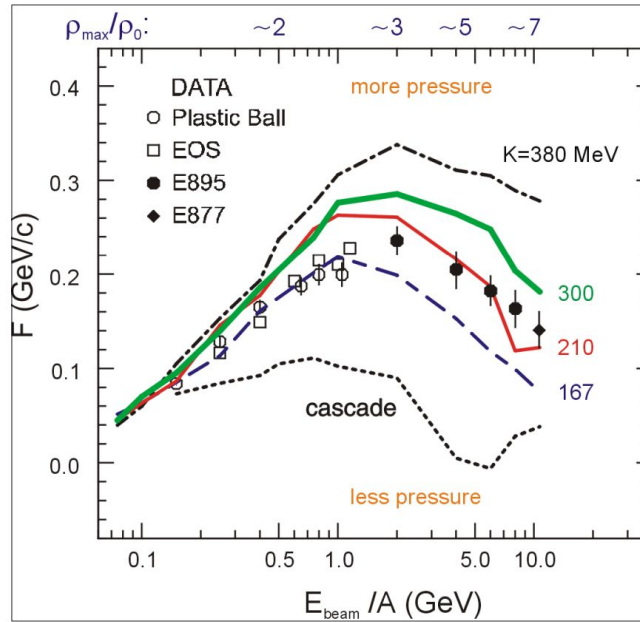
P. DANIELEWICZ, R. LACEY, W. LYNCH
[10.1126/science.1078070](https://doi.org/10.1126/science.1078070)

v_1 suggests softer EOS

v_2 suggests harder EOS



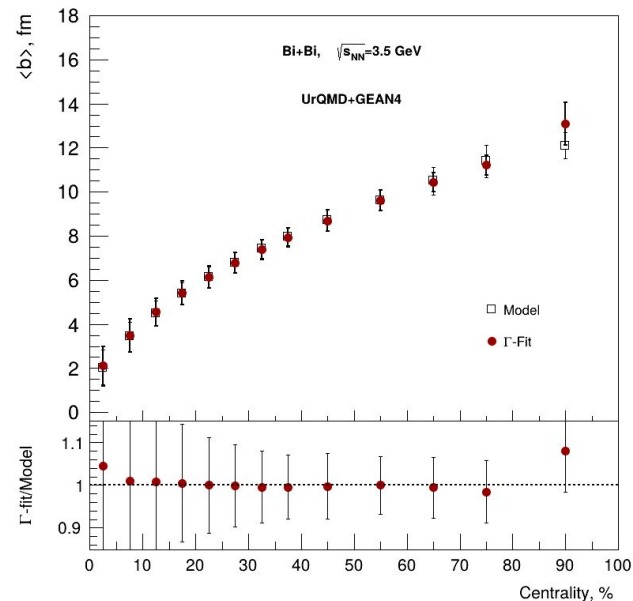
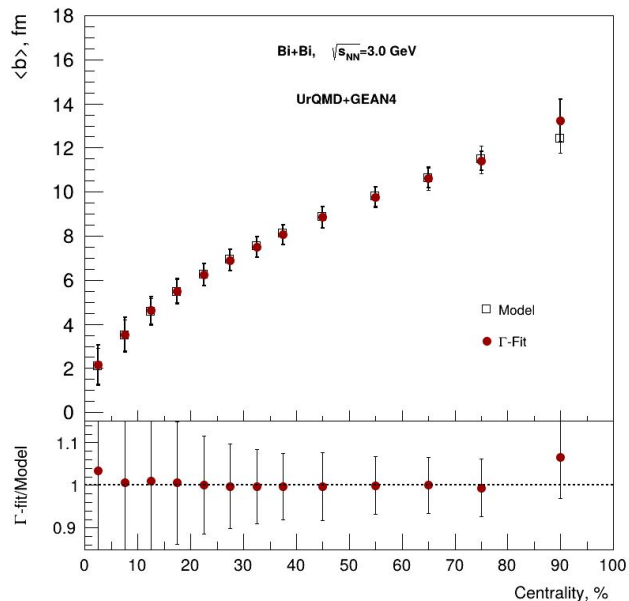
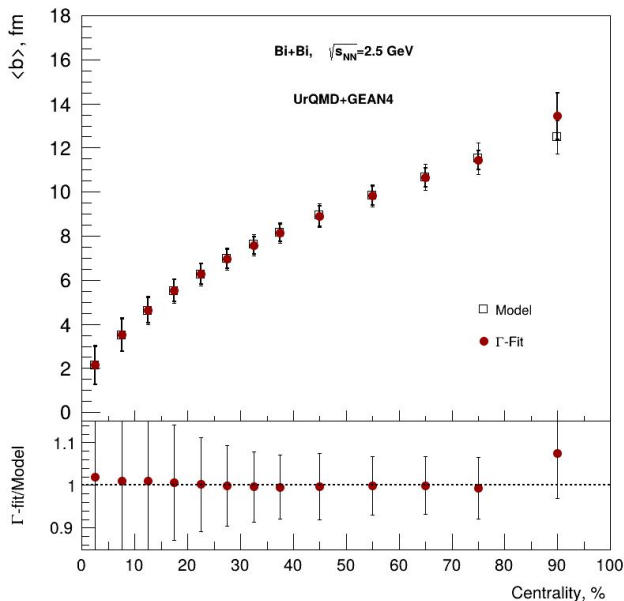
EPJ Web of Conferences 276, 01021 (2023)



Describing the high-density matter using the mean field
 Flow measurements constrain the mean field

Discrepancy is probably due to non-flow correlations

Процедура определения центральности: Результаты



Отбор по трекам частиц:

- $N_{\text{hits}} > 16$
- $0 < \eta < 2$

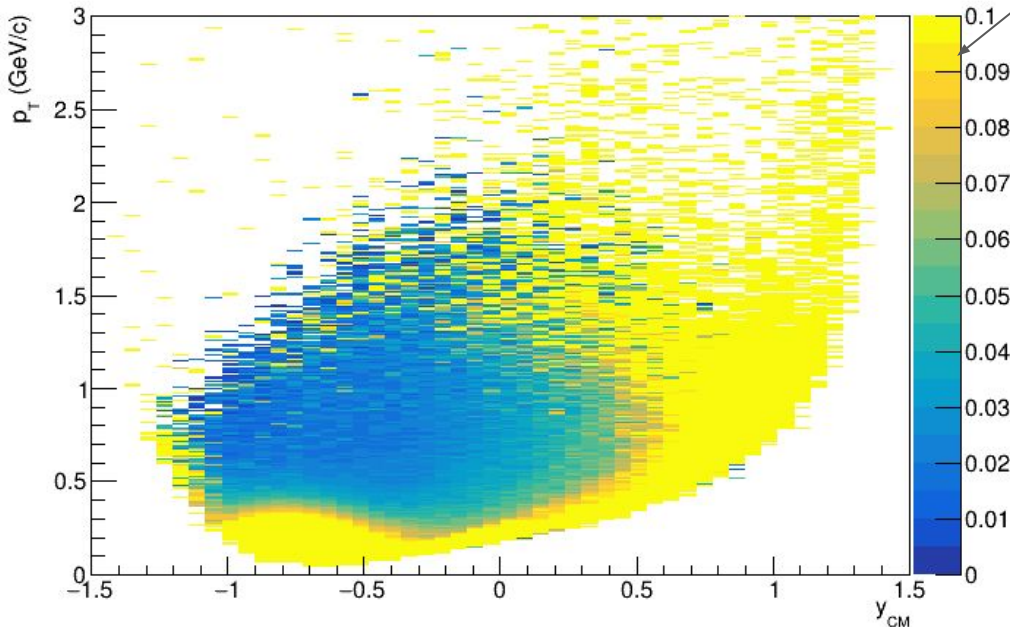
Хорошее согласие данных с параметризацией

Используется процедура определения центральности с помощью множественности частиц, основанная на обратной теореме Байеса (Γ -fit или inverse Bayes)

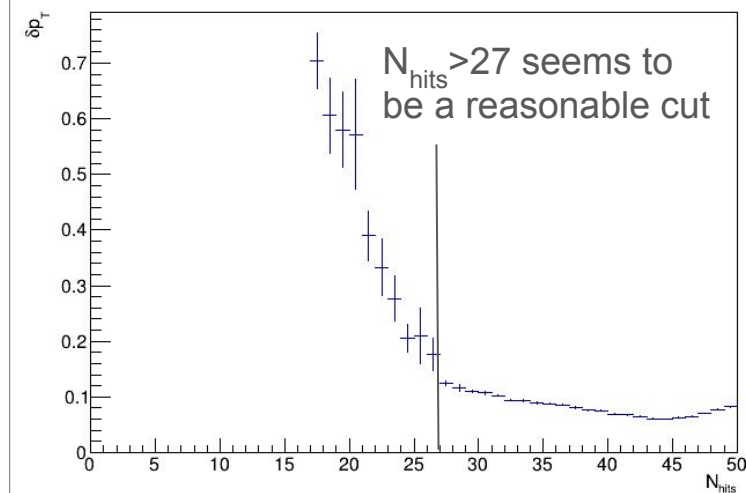
Basic track quality check: p_T

$$\Delta p_T = \frac{|p_T^{\text{reco}} - p_T^{\text{mc}}|}{p_T^{\text{mc}}}$$

Pt-resolution for reconstructed protons in Ycm-pT plane



Pt-resolution for reconstructed protons vs. Nhits

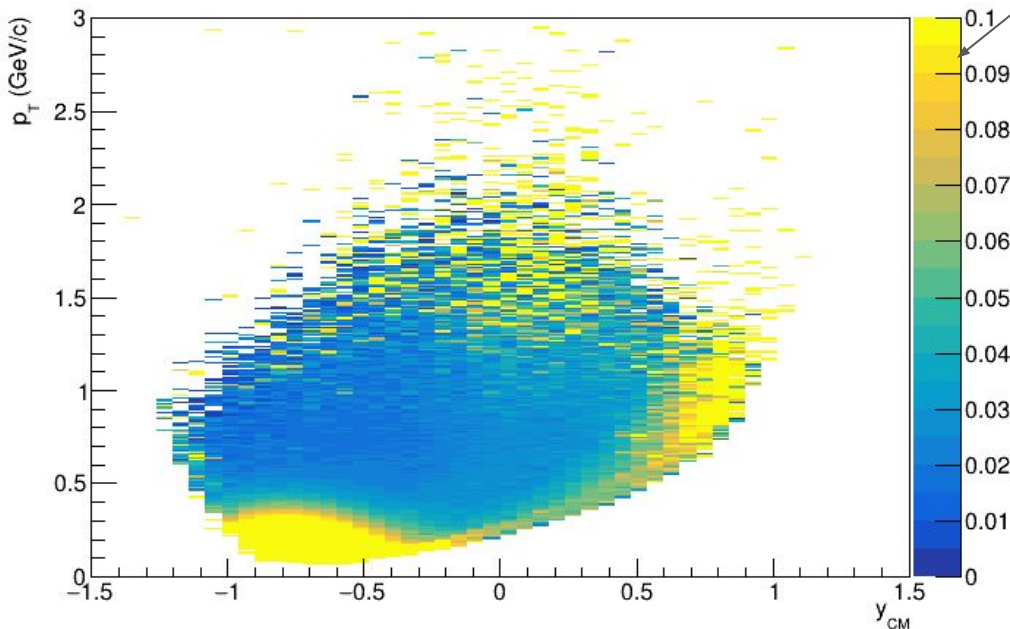


It seems the pt-resolution drops in the forward rapidity region ($y_{\text{CM}} > 0.5$)

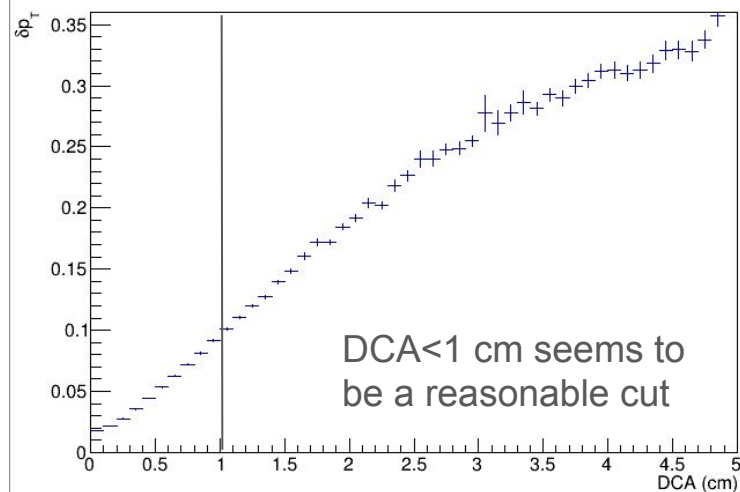
Basic track quality check: p_T

$$\Delta p_T = \frac{|p_T^{\text{reco}} - p_T^{\text{mc}}|}{p_T^{\text{mc}}}$$

Pt-resolution for reconstructed protons in Ycm-pT plane



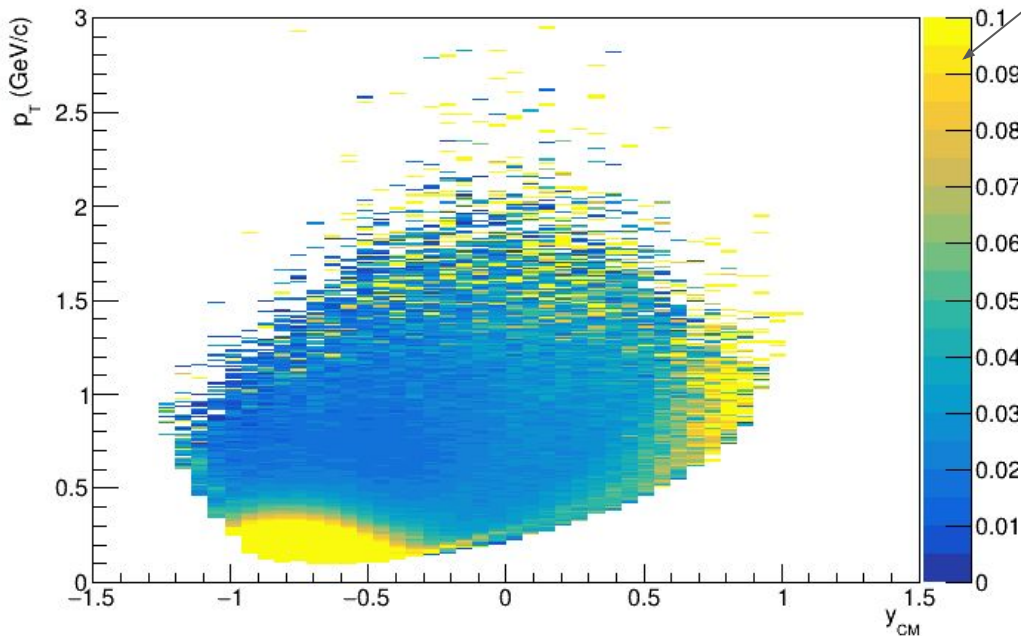
Pt-resolution for reconstructed protons vs. DCA



Cut $N_{\text{hits}} > 27$ seems to improve the situation

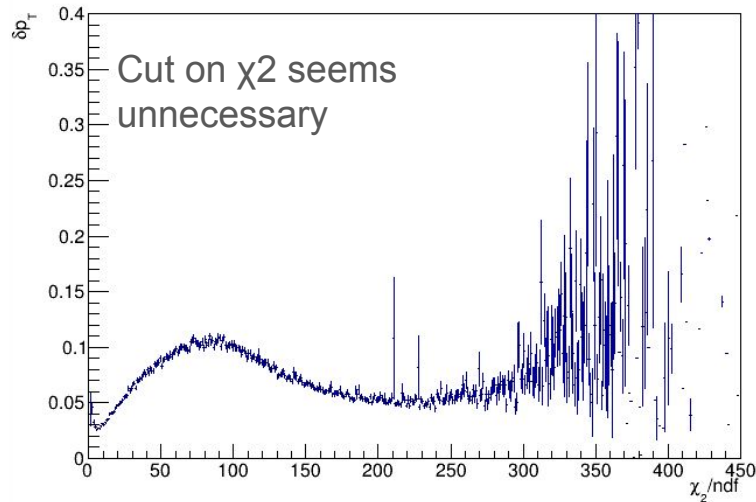
Basic track quality check: p_T

Pt-resolution for reconstructed protons in Ycm-pT plane



$$\Delta p_T = \frac{|p_T^{\text{reco}} - p_T^{\text{mc}}|}{p_T^{\text{mc}}}$$

Pt-resolution for reconstructed protons vs. Chi2

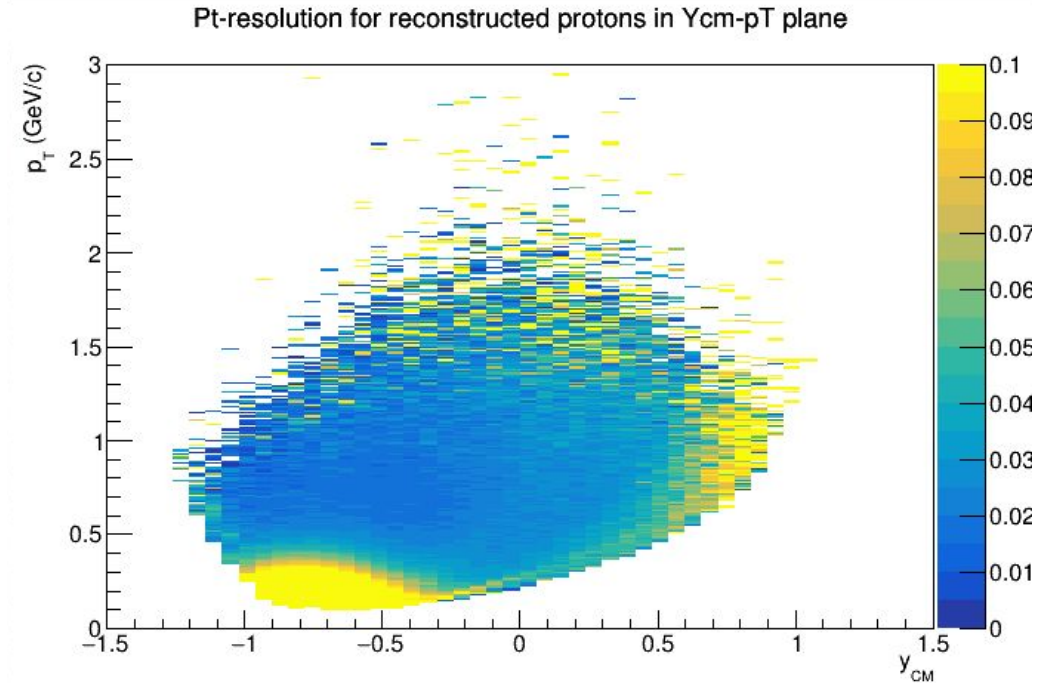


Cut $DCA < 1$ cm slightly improve the situation

Track cuts based on p_T -resolution check

Protons:

- $N_{\text{hits}} > 27$
- $\text{DCA} < 1 \text{ cm}$

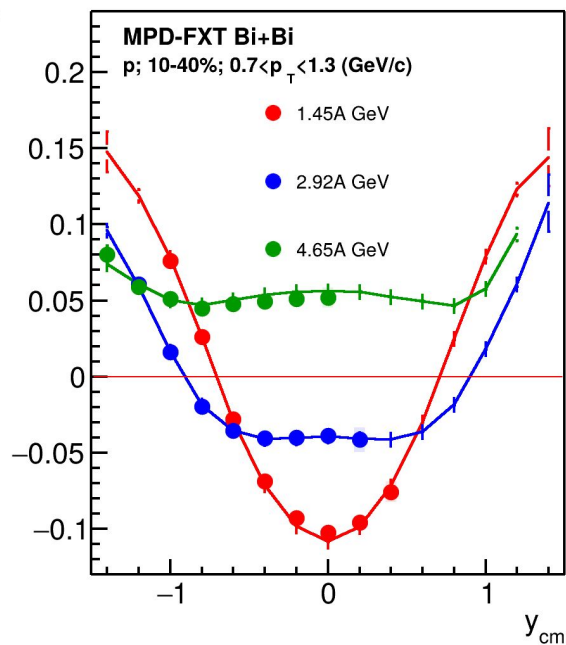


Now let's look at the efficiency plots with the new cuts

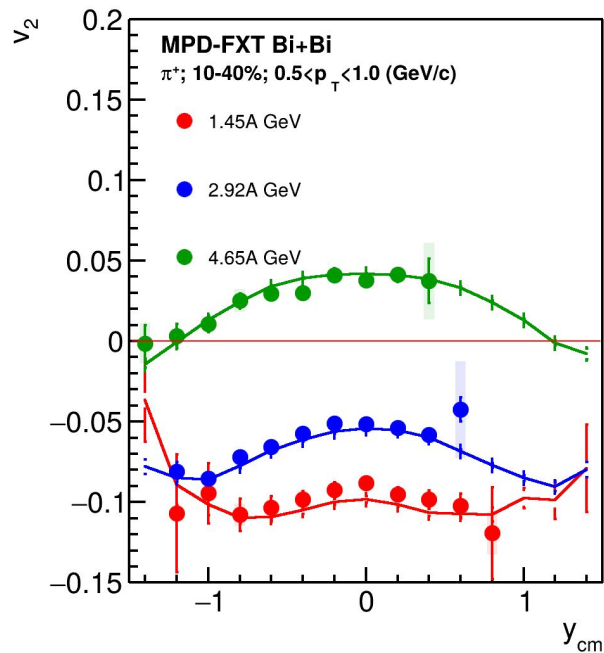
Результаты: $v_2(y)$

Систематические ошибки:
xxx, хуу

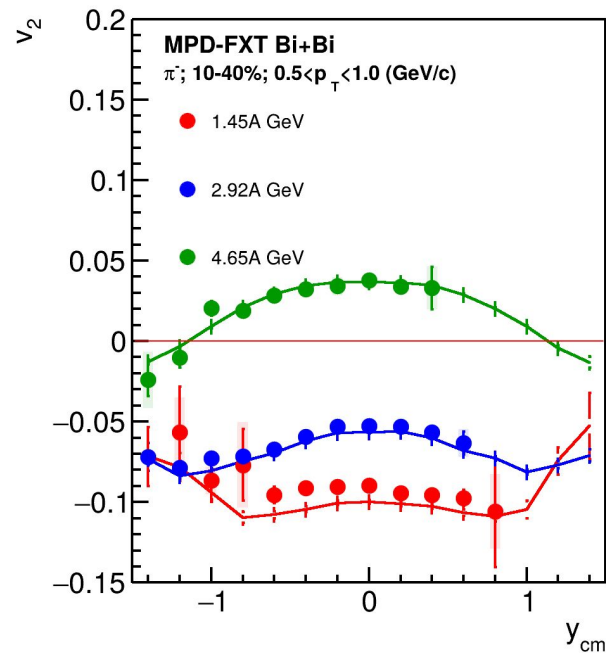
p



π^+



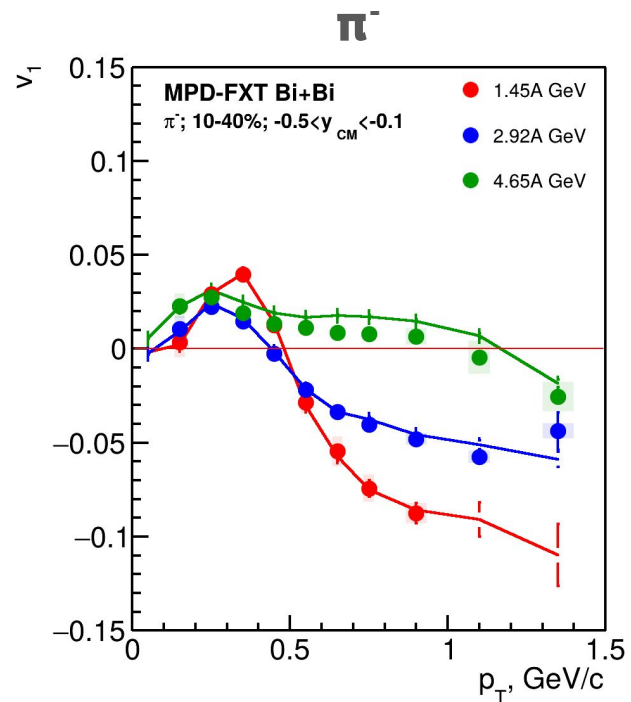
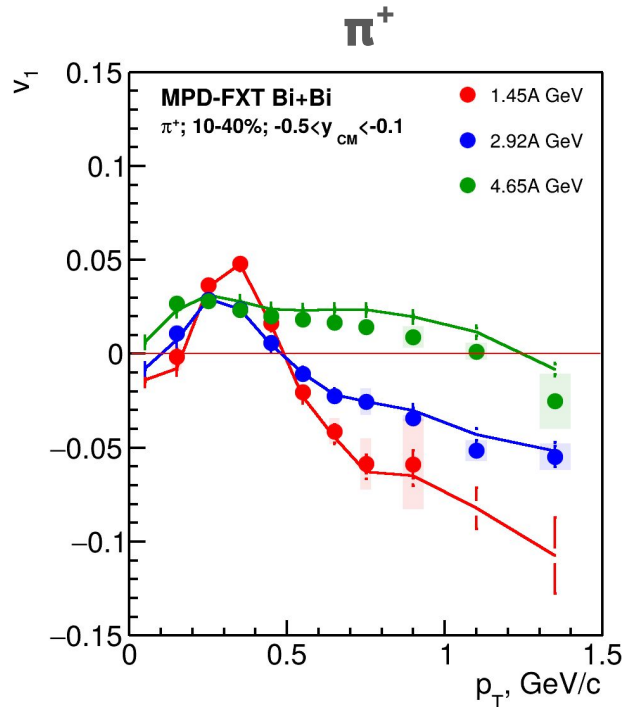
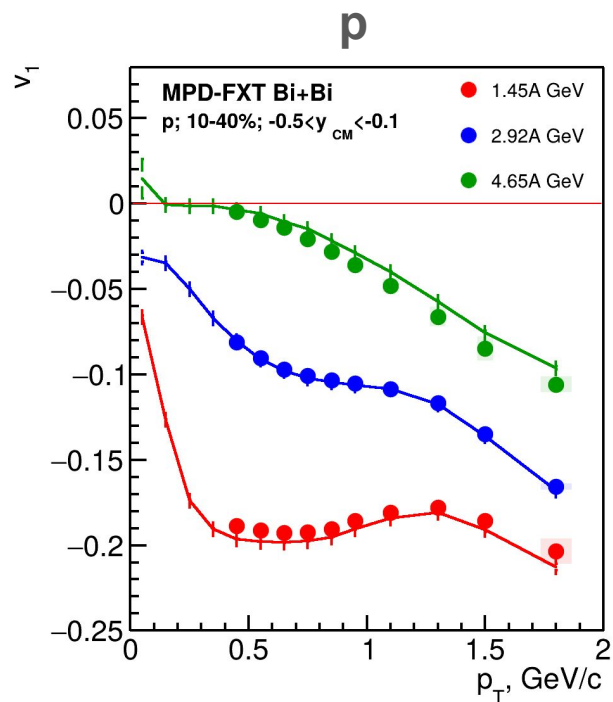
π^-



Хорошее согласие с данными из модели

Результаты: $v_1(p_T)$

Систематические ошибки:
xx, yy, F1, F2, F3



Хорошее согласие с данными из модели