

Выпускная квалификационная работа
(магистерская диссертация)

**«Трансмутация ядер свинца
в столкновениях встречных
пучков на БАК»**

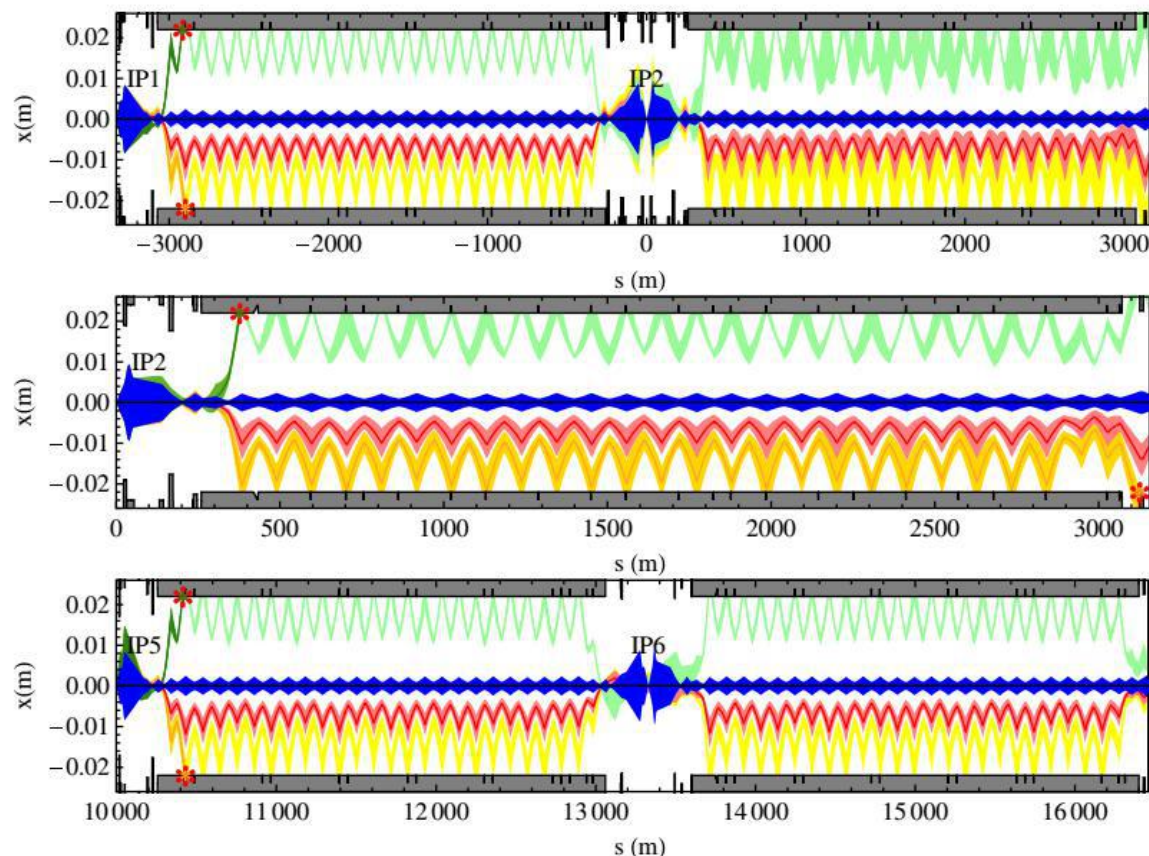
студентки 283а группы
Дмитриевой Ульяны Александровны

Потери ядер пучка LHC



Тяжелые ядра разрушаются в результате ультрапериферических электромагнитных взаимодействий — электромагнитной диссоциации (ЭМД).

Вторичные ядра транспортируются по траекториям, близким к траектории первичного ^{208}Pb . Эти ядра могут попадать в конструкционные элементы LHC и приводить к их локальному нагреву.



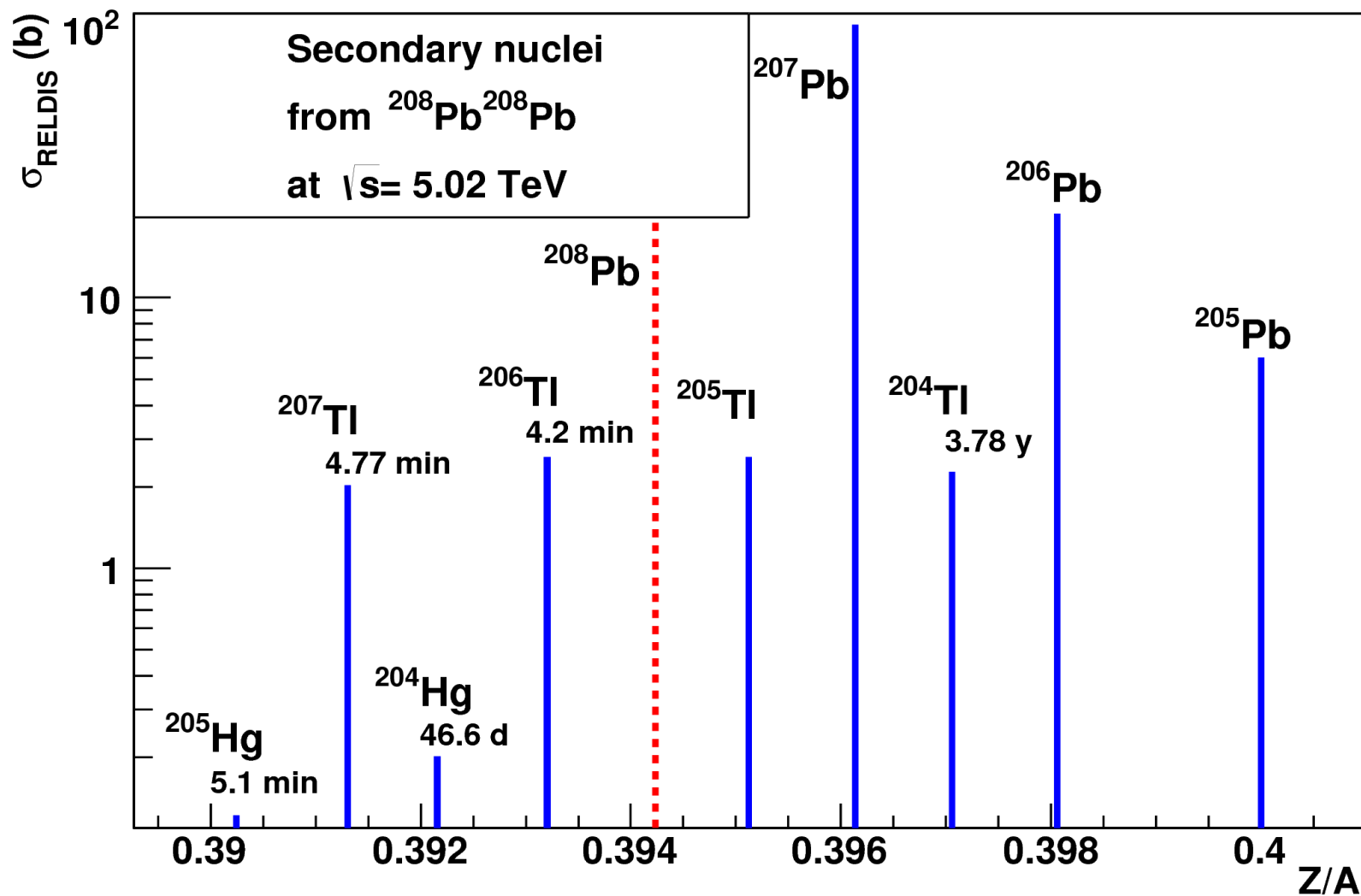
Ядра пучка $^{208}\text{Pb}^{82+}$: синяя линия.

Вторичные ядра:

зеленая — $^{208}\text{Pb}^{81+}$, красная — $^{207}\text{Pb}^{82+}$, желтая — $^{206}\text{Pb}^{82+}$

R. Bruce et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams 12, 071002 (2009)

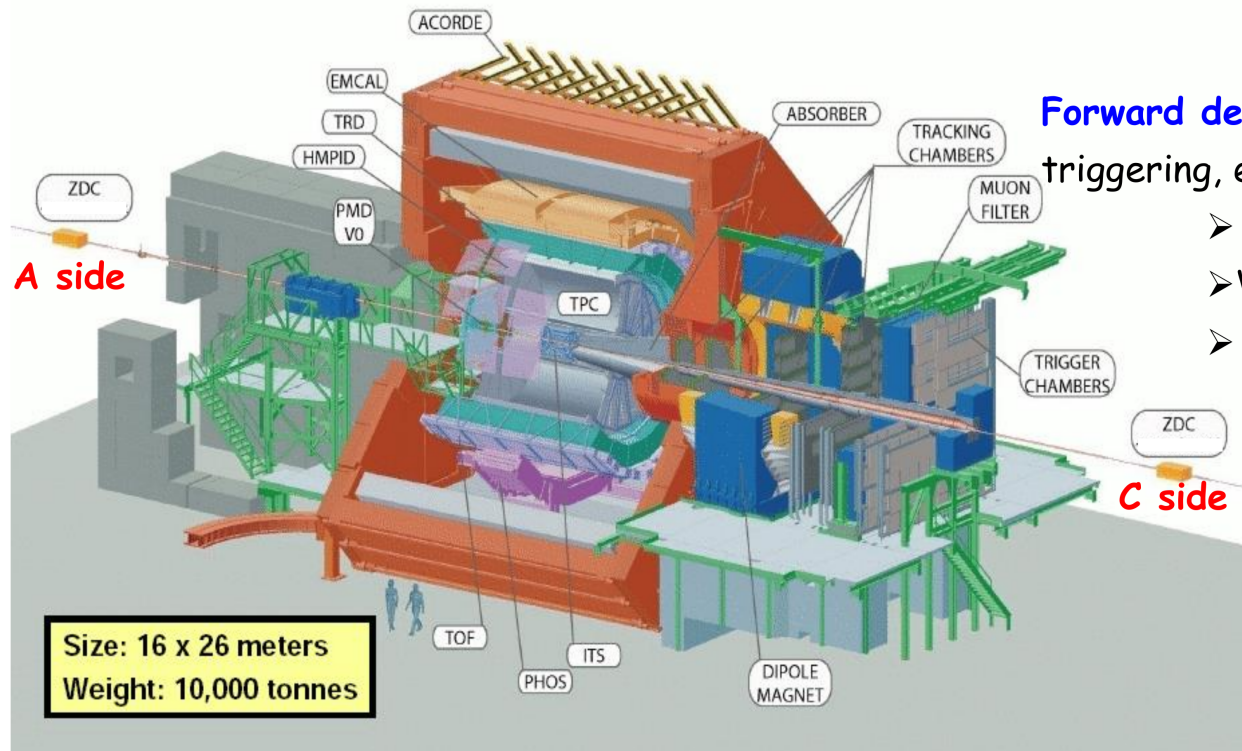
Вторичные ядра, близкие к ^{208}Pb



Регистрации вторичных ядер на LHC невозможна: регистрируем нуклоны



Ядро-остаток в ЭМД можно определить, регистрируя вылетающие из первичного ядра нейтроны и протоны. В эксперименте ALICE такие нуклоны попадают в нейтронные и протонные Zero Degree Calorimeters (ZDC).



Forward detectors ($|\eta| > 3$)
triggering, event characterization

- FMD, PMD, TO
- VO ($2.8 < \eta < 5.1$, $-3.7 < \eta < -1.7$)
- **ZDC** ($|\eta| > 8.8$)

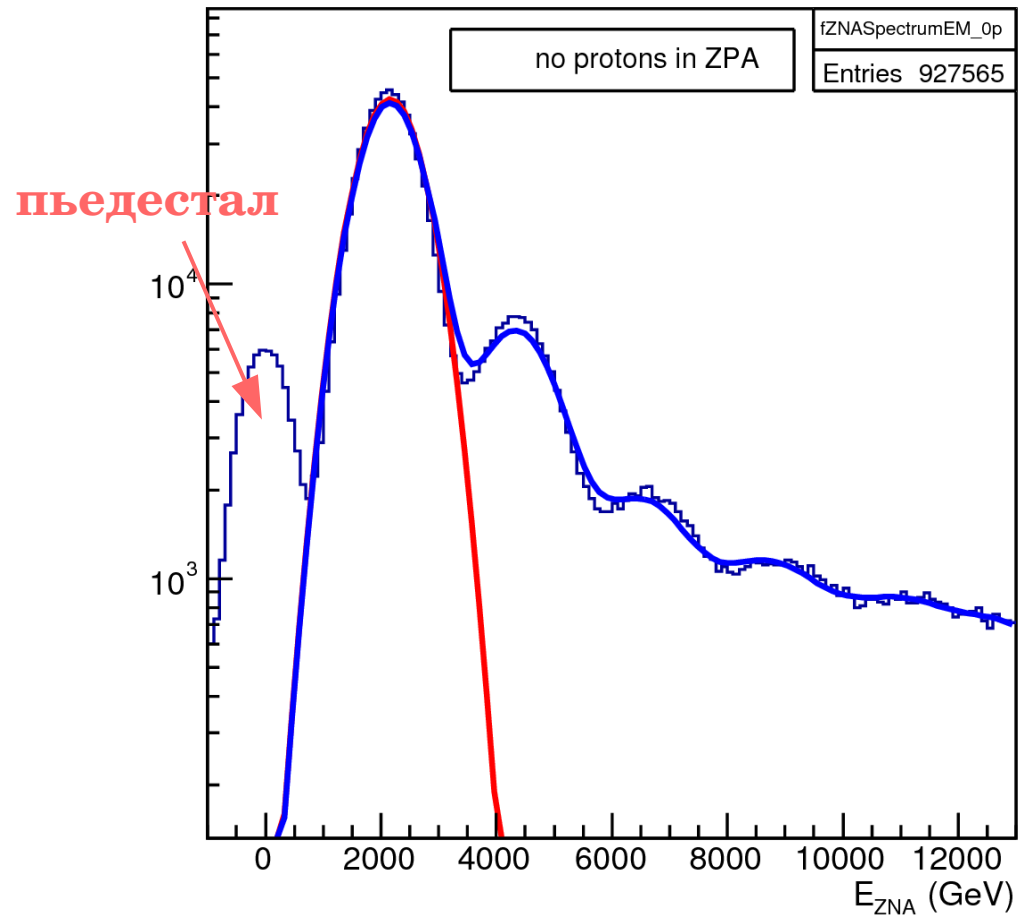
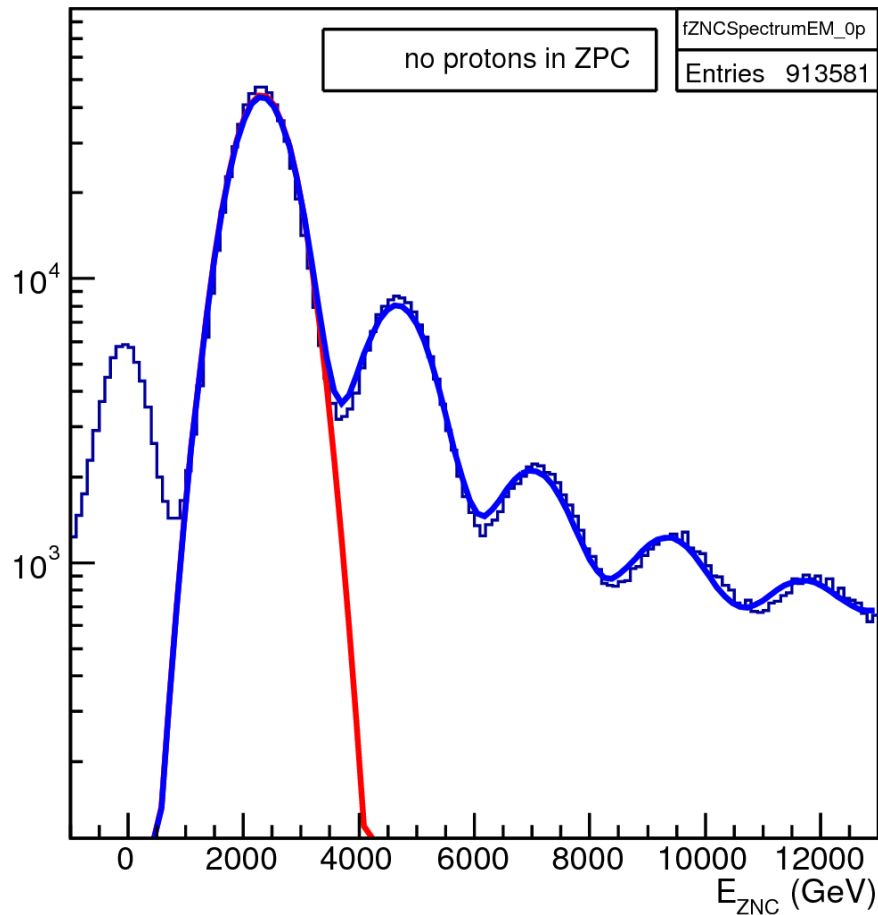


Central Barrel ($|\eta| < 0.9$)
study of hadronic signals, photons
and dielectrons

Dimuon arm ($-4 < \eta < -2.5$)
study of muon pair production

*C. Oppedisano et al.,
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)
197(2009)206*

Образование различных изотопов свинца вместе с вылетом определенного количества нейтронов



Отбор событий: отсутствие сигнала в протонном ZDC на той же стороне

Функции, используемые для фитирования откликов ZDC для событий с различным количеством нуклонов, строятся как сумма гауссианов, соответствующих $i = 1, 2, \dots, n$ нуклонам:

$$F(E) = \sum_{i=1}^n f_i(E) = \sum_{i=1}^n \frac{N_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} e^{-\frac{(E-\mu_i)^2}{2\sigma_i^2}}$$

Каждый пик имеет три параметра, среднее значение μ_i , дисперсию σ_i и нормировочный коэффициент N_i , который пропорционален количеству событий в пике.

Значения μ_1, σ_1 и N_1 являются свободными параметрами. При этом μ_1 должно соответствовать энергии одного нуклона E_0 . Параметры остальных гауссианов выбираются следующим образом: $\sigma_i = \sqrt{i(\sigma_1^2 - \sigma_{ped}^2) + \sigma_{ped}^2}$

где σ_{ped} ширина пьедестала, $\mu_i = i\mu_1$, а N_i остается свободным параметром для всех гауссианов.

Простая вероятностная модель, учитывающая аксептанс в эксперименте ([arXiv:1805.01792](https://arxiv.org/abs/1805.01792))



Связь между числами зарегистрированных N_i и вылетевших вперед нуклонов N_i

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{21} & p_{31} & p_{41} \\ 0 & p_{22} & p_{32} & p_{42} \\ 0 & 0 & p_{33} & p_{43} \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{pmatrix}$$

Элементы матрицы определяются биномиальным распределением:

$$p_{nk} = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k}, \text{ где } p - \text{вероятность регистрации нуклона в ZDC}$$

Вероятность k нуклонам попасть в ZDC из их общего числа n в событии.

Действительное число нуклонов N можно получить используя обратную матрицу P^{-1}

$$\begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \end{pmatrix} = P^{-1} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix}$$

Сечения нейтронной эмиссии, соответствующие образованию ^{203,204,205,206,207}Pb



ZN	ZP	$\sigma_{\text{raw}} \pm \sigma_{\text{stat}}$ (барн)		$\sigma \pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{syst}}$ (барн)	σ_{RELDIS} (барн)
		Сторона С	Сторона А		
1n	0p	101.3 ± 0.2	102.2 ± 0.2	$104.9 \pm 0.3 \pm 5.2$	103.8 ± 5.2
2n	0p	22.41 ± 0.08	21.54 ± 0.08	$23.3 \pm 0.1 \pm 1.3$	22.0 ± 1.1
3n	0p	6.62 ± 0.04	6.44 ± 0.04	$6.67 \pm 0.05 \pm 0.37$	7.53 ± 0.38
4n	0p	4.23 ± 0.03	4.27 ± 0.03	$4.35 \pm 0.04 \pm 0.21$	4.30 ± 0.22
5n	0p	3.15 ± 0.03	3.26 ± 0.03	$2.81 \pm 0.03 \pm 0.22$	3.00 ± 0.15

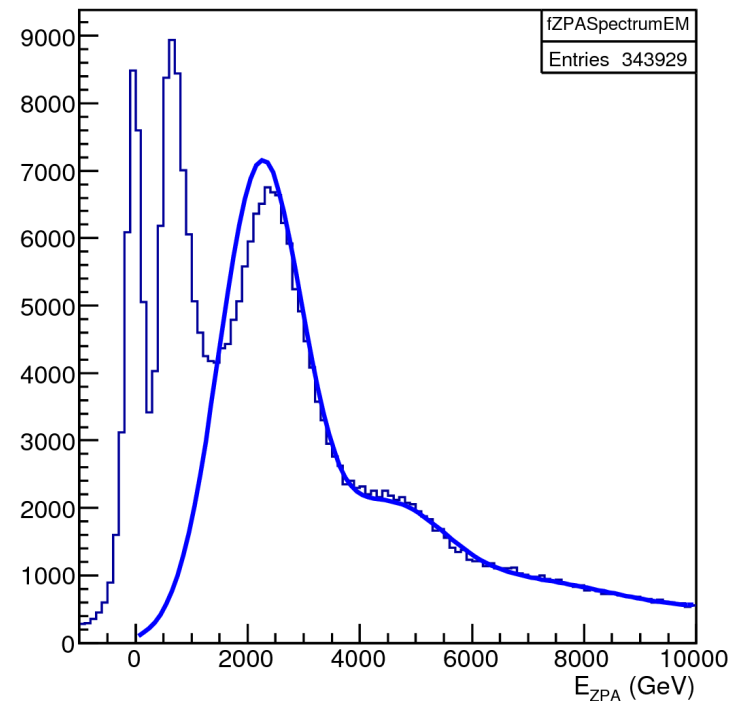
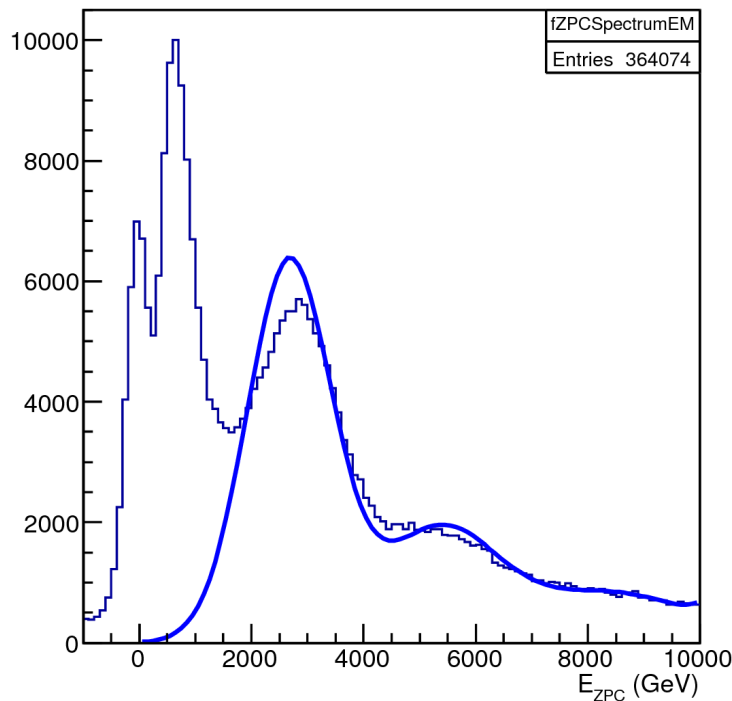
Видимые и с поправкой на аксептанс сечения эмиссии одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов при условии отсутствия протонной эмиссии на стороне А или С в ЭМД ядер свинца в результате ²⁰⁸Pb²⁰⁸Pb столкновений с энергией $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ ТэВ

Энергетический спектр в протонных ZDC



Видимые и
с поправкой
на акцептанс
сечения эмиссии
протонов в ЭМД
ядер свинца
в результате
 $^{208}\text{Pb}^{208}\text{Pb}$

столкновений
с энергией
 $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ ТэВ}$



ZP	ZN	$\sigma_{\text{raw}} \pm \sigma_{\text{stat}}$ (барн)		$\sigma \pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{syst}}$ (барн)	σ_{RELDIS} (барн)
		Сторона С	Сторона А		
1p	Yn	23.47 ± 0.08	23.62 ± 0.08	$23.9 \pm 0.1 \pm 2.3$	28.0 ± 1.4
2p	Yn	8.88 ± 0.05	8.92 ± 0.05	$8.98 \pm 0.07 \pm 0.50$	11.05 ± 0.55
3p	Yn	3.75 ± 0.03	3.94 ± 0.03		5.32 ± 0.27

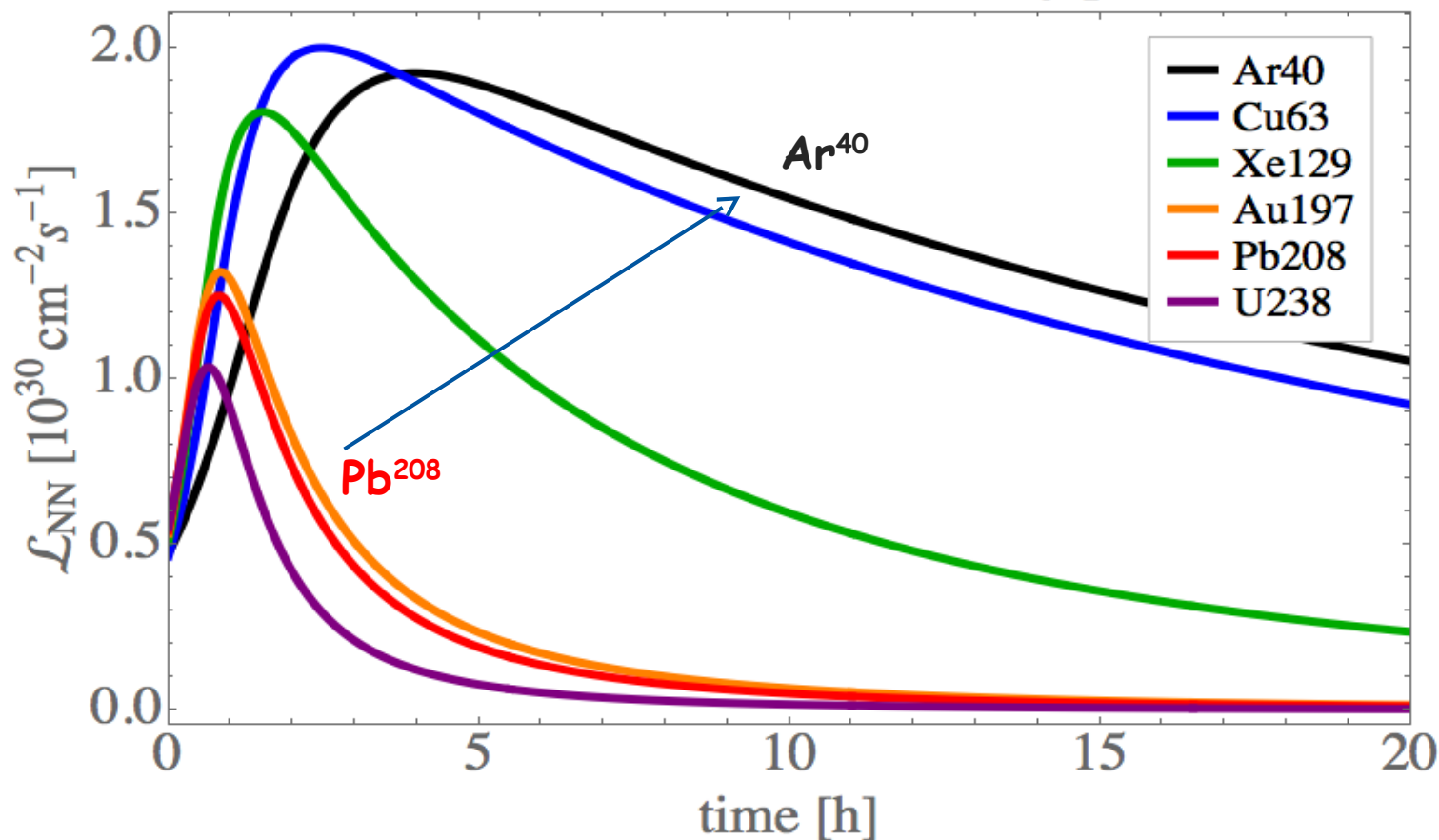


- С помощью подсчета нуклонов, испущенных в ЭМД ядер ^{208}Pb на LHC можно достоверно оценить выходы соответствующих вторичных ядер. Наши результаты измерений эмиссии нейтронов в ЭМД ядер ^{208}Pb хорошо согласуются с моделью RELDIS.
- Заметим, что каналы с протонной эмиссией имеют значительно более низкие сечения и, следовательно, оказывает меньше влияния на работу ускорителя.
- С помощью модели RELDIS можно оценить выходы вторичных ядер для столкновений других ядер (Ar, Cu, Xe) при энергиях будущего адронного коллайдера FCC-hh, что важно для его проектирования и выбора ядер для столкновений в нем.

Данный анализ важен для проектирования будущего адронного коллайдера FCC-hh



Inst. Nucleon–Nucleon Luminosity per Bunch



С уменьшением зарядов ядер растет время жизни пучка

M. Schaumann, Heavy ions at FCC-hh , 30 May 2017, FCC-Week, Berlin



Личный вклад и публикации

- Разработаны программы анализа данных ALICE и графического представления результатов с помощью программной среды AliROOT
- Подготовлена **ALICE Analysis Note** (авторы U.A. Dmitrieva, I.A. Pshenichnov) с результатами анализа данных, на основе которой, после утверждения результатов внутри коллаборации, будет подготовлена статья
- Подготовлена и направлена в журнал Nuclear Instruments and Methods A работа U.A. Dmitrieva, I.A. Pshenichnov, «**On the performance of Zero Degree Calorimeters in detecting multinucleon events**» с описанием метода учета поправок к данным на ограниченный аксептанс ZDC и иллюстрацией его применения для ZDC экспериментов ALICE и NICA/MPD (<https://arxiv.org/abs/1805.01792>)



Настоящая работа выполнена в Лаборатории релятивистской ядерной физики Института ядерных исследований РАН.

Автор благодарит своего научного руководителя И.А. Пшеничнова за постановку задачи, методические рекомендации и поддержку, оказанную в ходе выполнения работы.

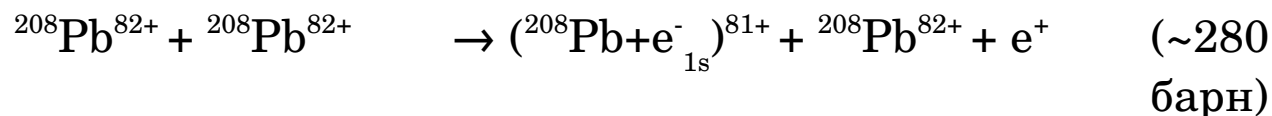
Автор благодарна и.о. заведующего Лабораторией Т.Л. Каравичевой и другим сотрудникам лаборатории за полезные замечания и помощь в работе.

**СПАСИБО
ЗА ВНИМАНИЕ!**

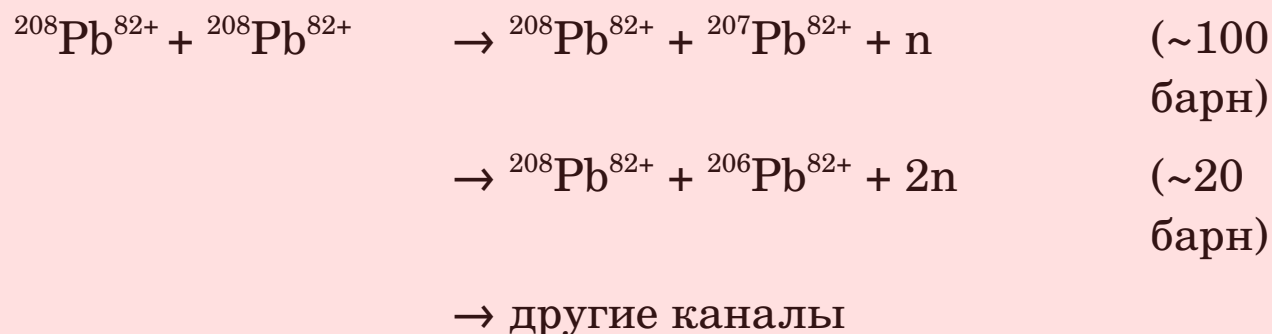


Потери ядер пучка на LHC

- Рождение e^+e^- —пар с захватом электрона (BFPP):



- Электромагнитная диссоциация (ЭМД):

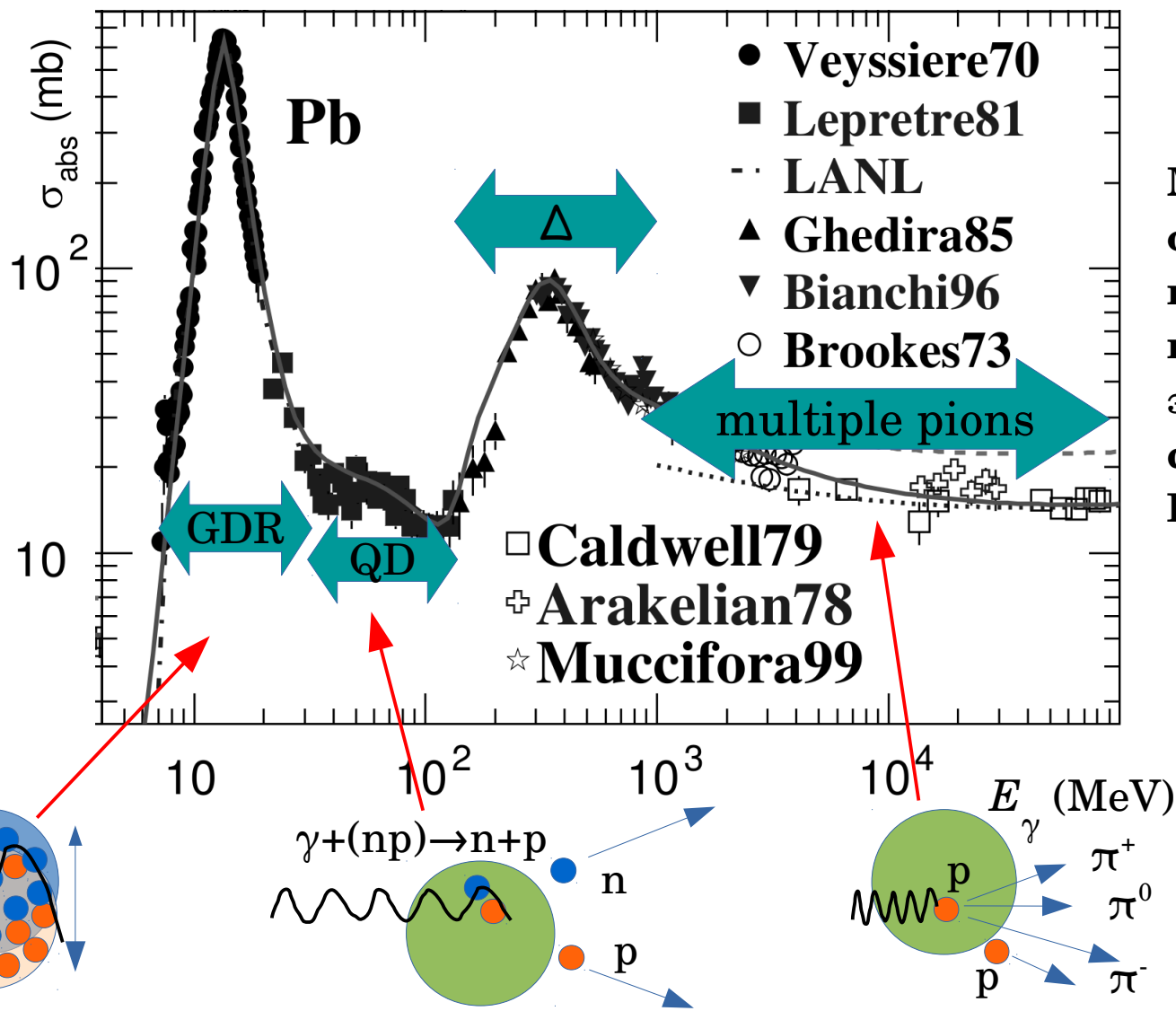


Данные процессы изменяют магнитную жесткость ядра $p/Ze = (B\rho)$ в магнитном поле ускорителя, где ρ — радиус траектории частицы в магнитном поле B .

В результате ЭМД ядро теряет нейтроны и протоны, что приводит к изменению его заряда и массы: $A_0 \rightarrow A$, $Z_0 \rightarrow Z$, при этом меняется магнитная жесткость ядра: $B\rho \rightarrow B\rho(1+\delta)$, где $\delta = Z_0 A / Z A_0 - 1$, что может привести к потере ядер пучка и соответствующему уменьшению светимости LHC.

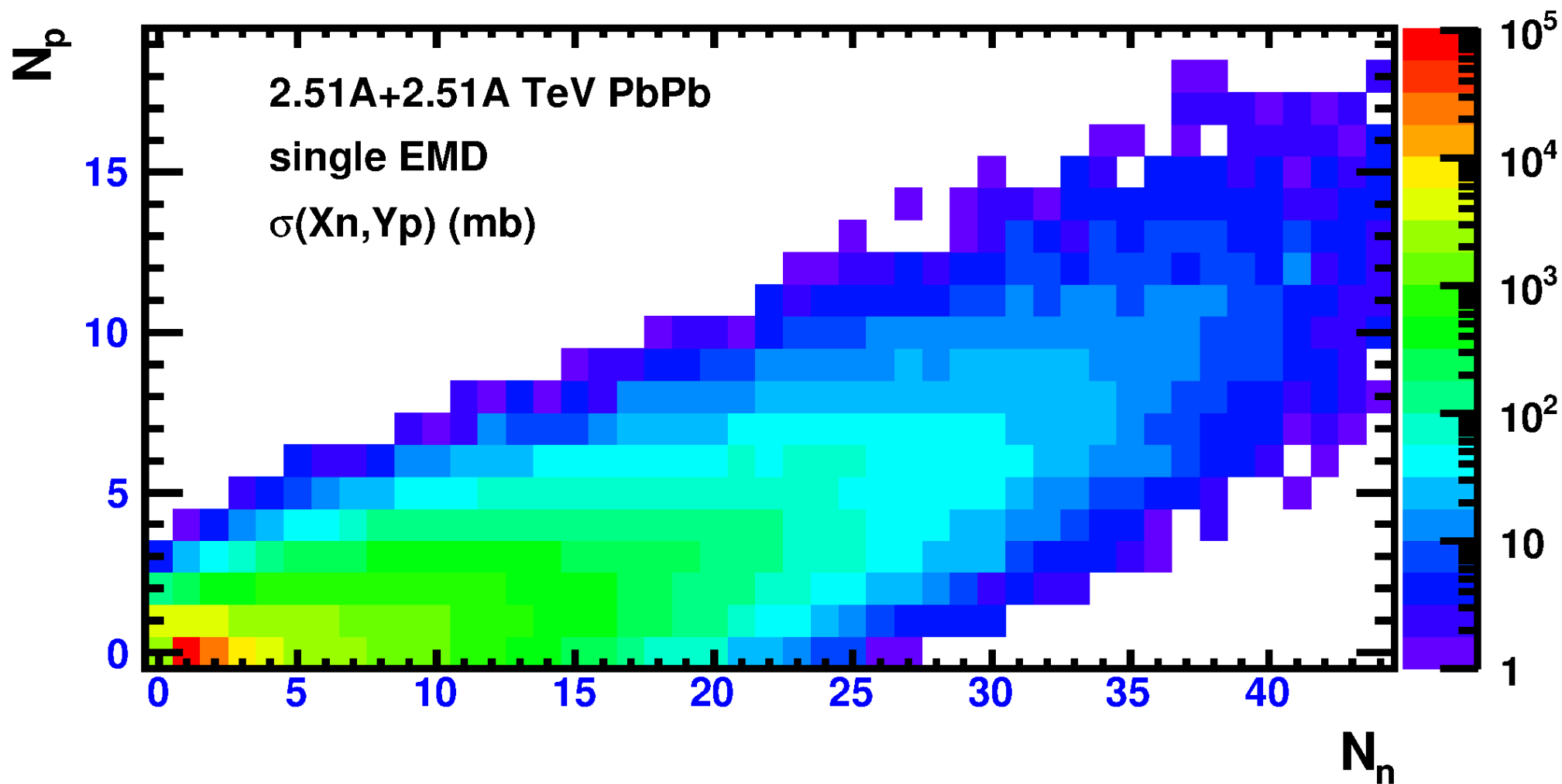
R. Bruce et al., Phys Rev ST Accel Beams 12, 071002 (2009) and other publications

Модель RELDIS: взаимодействие фотонов с ядрами



Модель RELDIS
описывает одиночную
и взаимную ЭМД ядер,
используя метод
эквивалентных
фотонов Вайцеккера-
Вильямса

RELDIS позволяет вычислить выходы нуклонов в ЭМД



С помощью **ZDC** можно измерять только свободные нуклоны-вперед



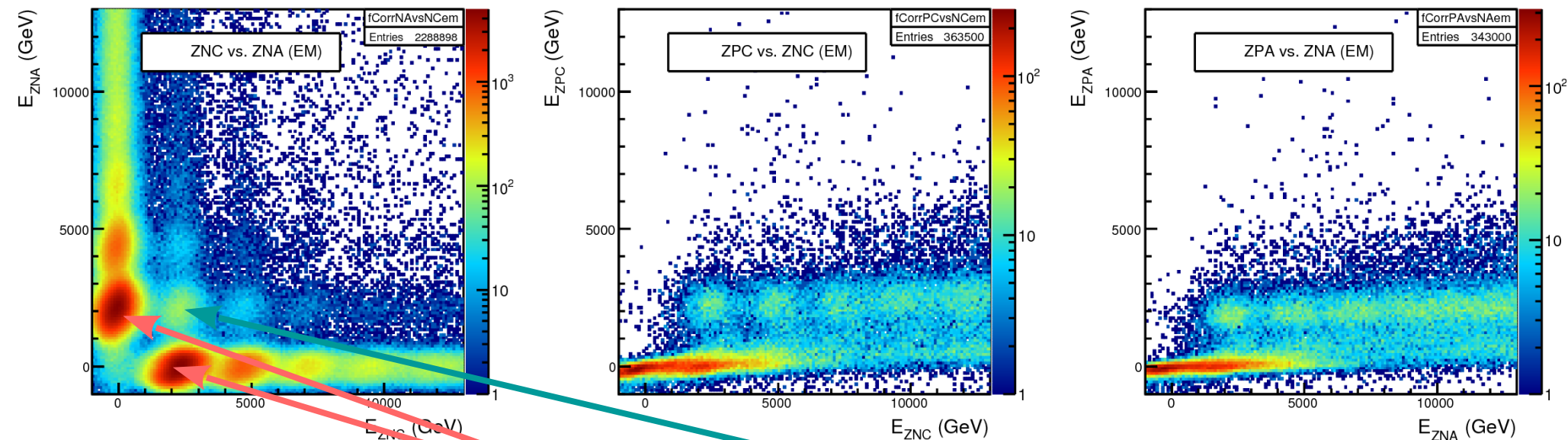
Эксклюзивные каналы ЭМД		Инклюзивное рождение определенного нуклида		Эмиссия определенного числа нейтронов	
Канал	σ (барн)	Нуклид	σ (барн)	Множественность нейтронов	σ (барн)
$^{207}\text{Pb} + 1n$	101.6	$^{207}\text{Pb} + X$	103.3	$1n + 0p$	103.8
$^{206}\text{Pb} + 2n$	20.34	$^{206}\text{Pb} + X$	21.3	$2n + 0p$	22.06
$^{205}\text{Pb} + 3n$	5.99	$^{205}\text{Pb} + X$	6.77	$3n + 0p$	7.53
$^{204}\text{Pb} + 4n$	2.88	$^{204}\text{Pb} + X$	3.45	$4n + 0p$	4.30

В предположении, что нет других частей

Необходимо для оценки потерь пучка и т.д.

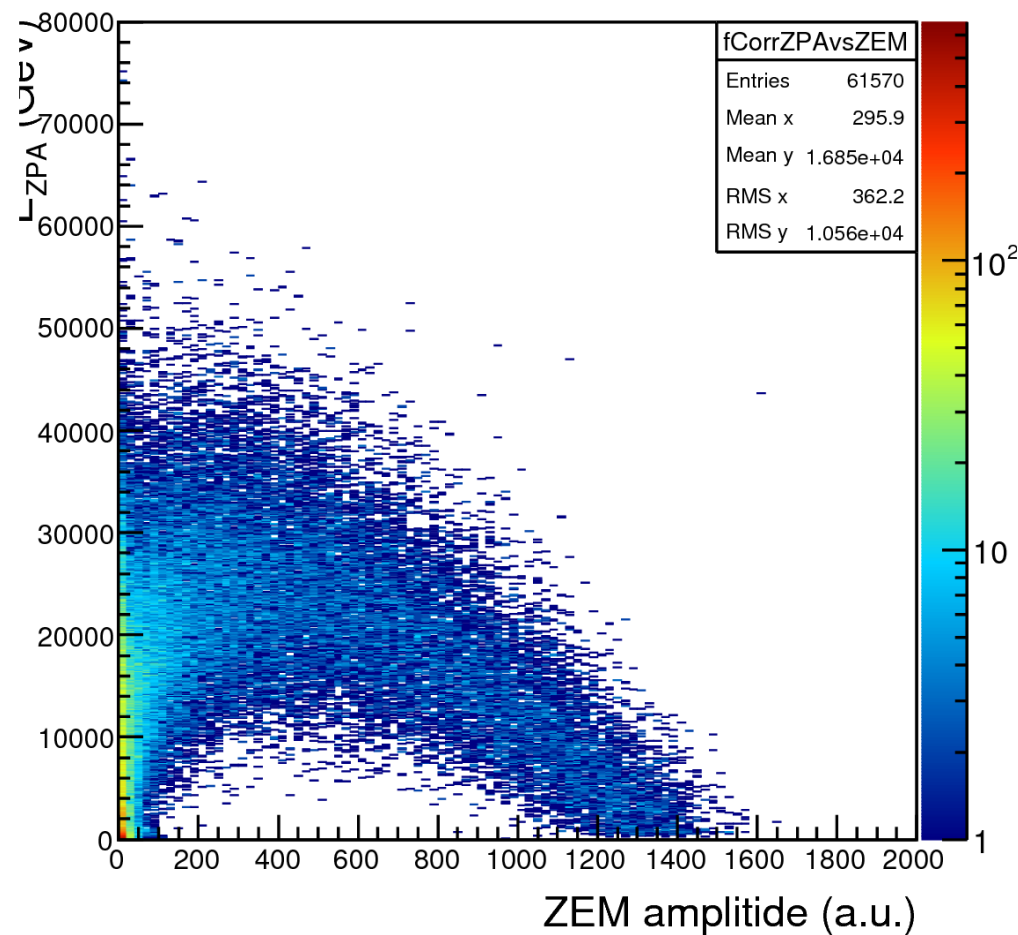
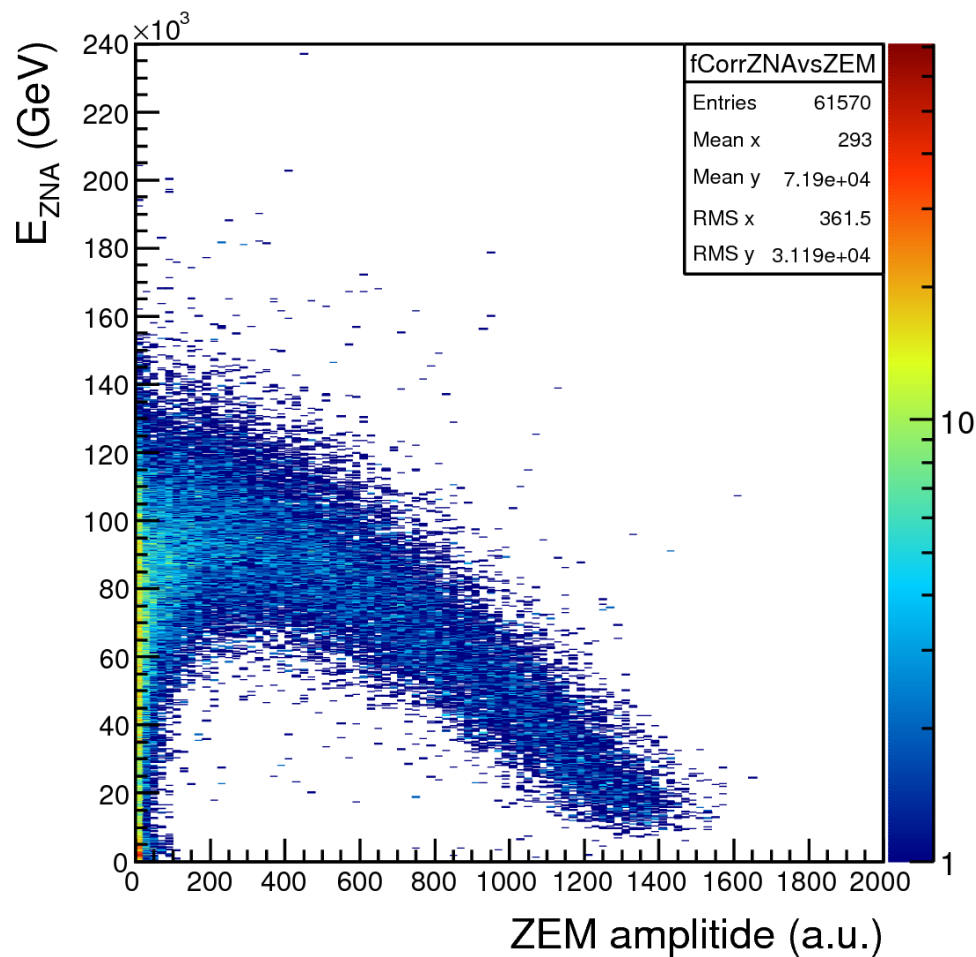
Может быть измерено с помощью ZDC

Нейтрон-нейтронные и нейтрон-протонные корреляции

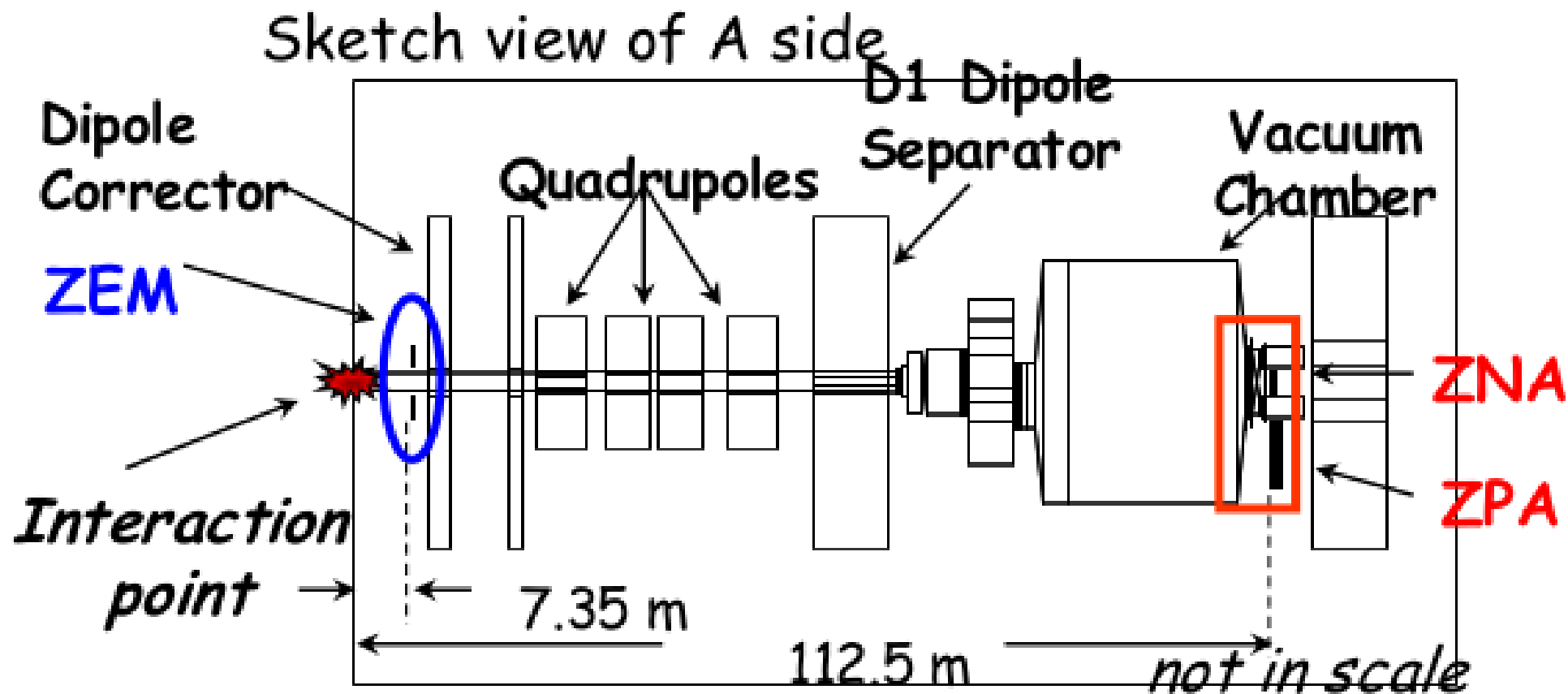


На корреляциях видны, как одиночная, так и взаимная ЭМД

Адронные события характеризуются наличием сигнала в электромагнитных калориметрах ZEM



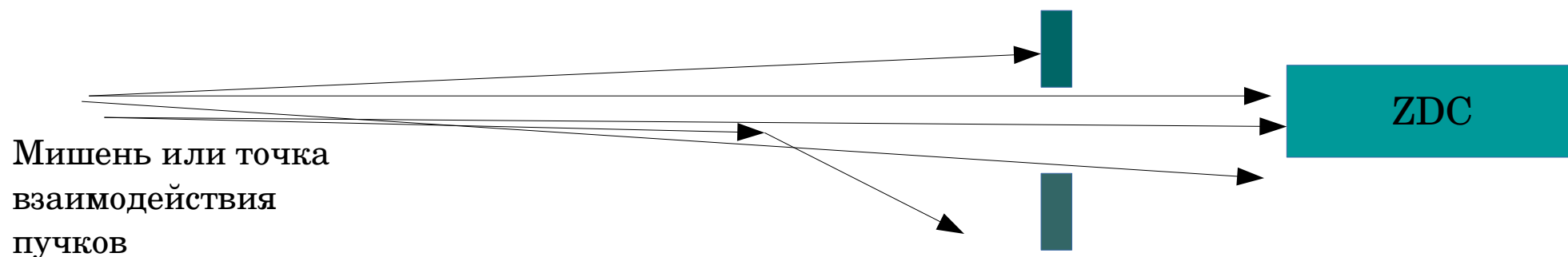
Расположение ZDC



Вылетающие вперёд нуклоны не все попадают в ZDC



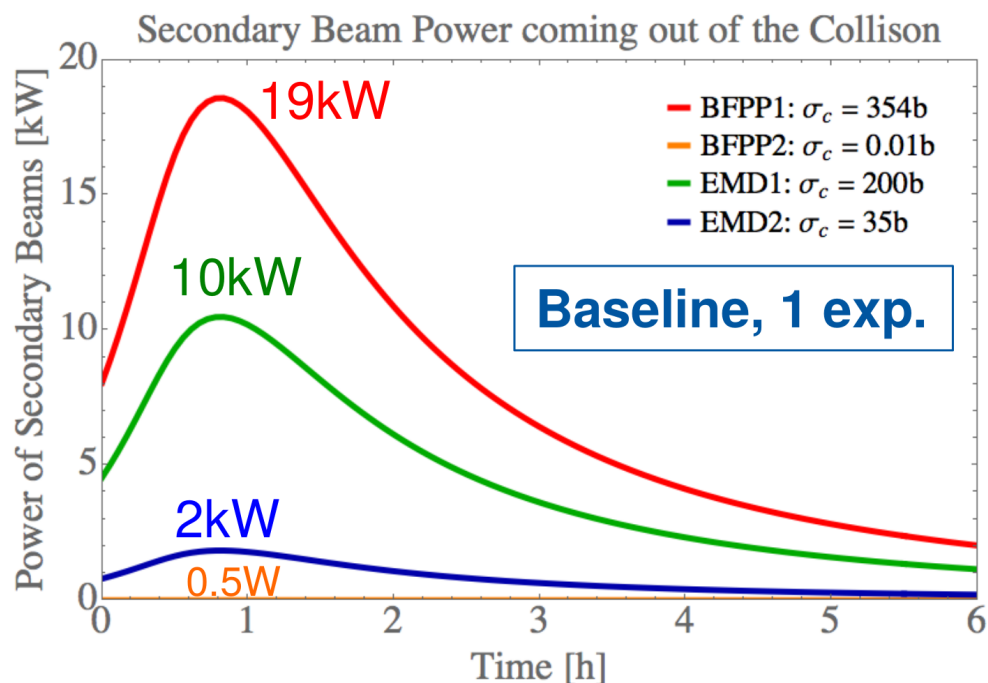
- Происходит рассеяние на трубе коллайдера, воздухе
- Пространство для размещения ZDC бывает ограничено
- ZDC могут частично загоразивать коллиматоры пучков, расположенные сразу после точки взаимодействия
- Подобные эффекты учитывались, в частности, в работе E.V.Karpechev et al., Nuc. Phys. A921 (2014) 60 при измерении сечений вылета нейтронов от ЭМД ядер индия с энергией 158A ГэВ на CERN SPS



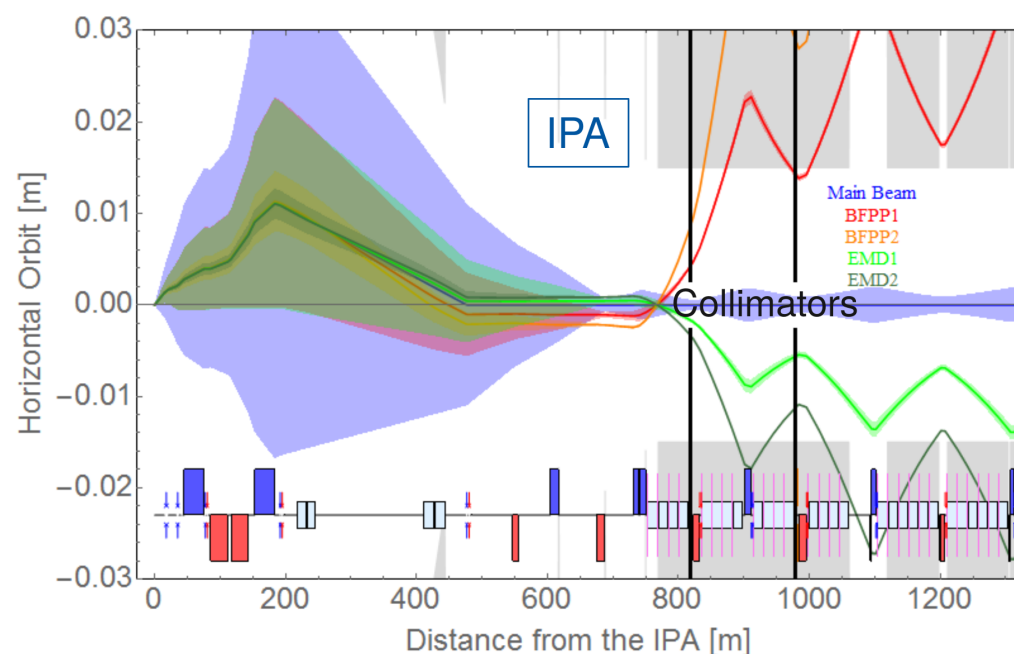
Анализ важен для проектирования будущего адронного коллайдера FCC-hh



Мощность пучков вторичных ядер

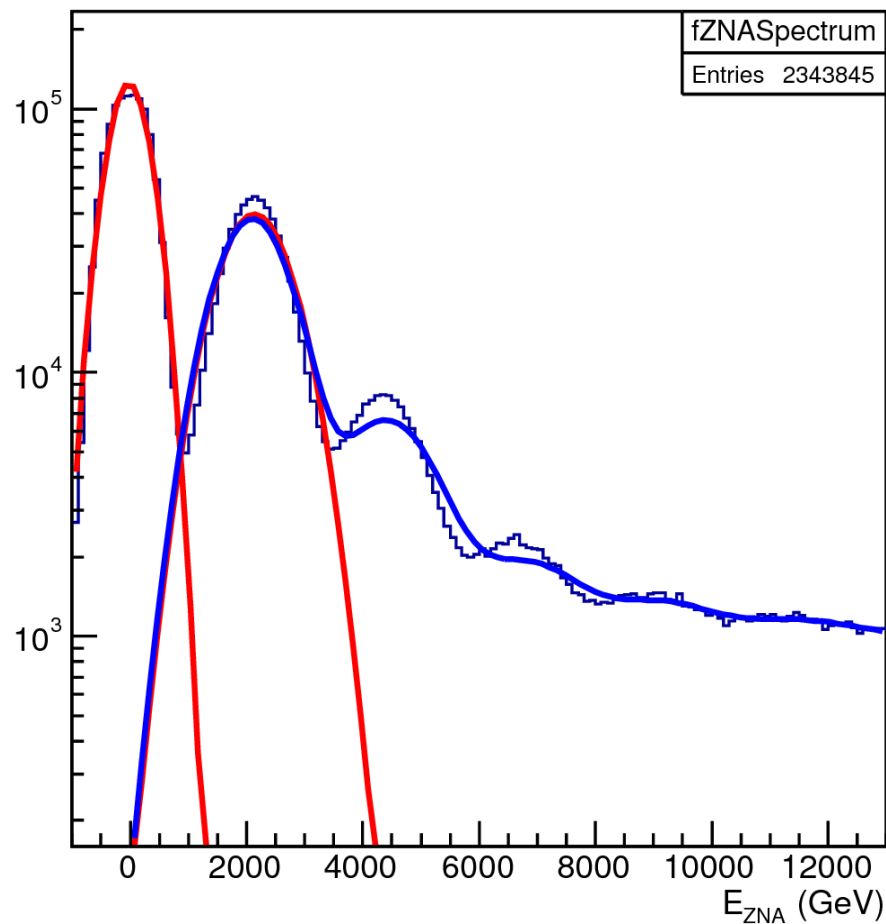
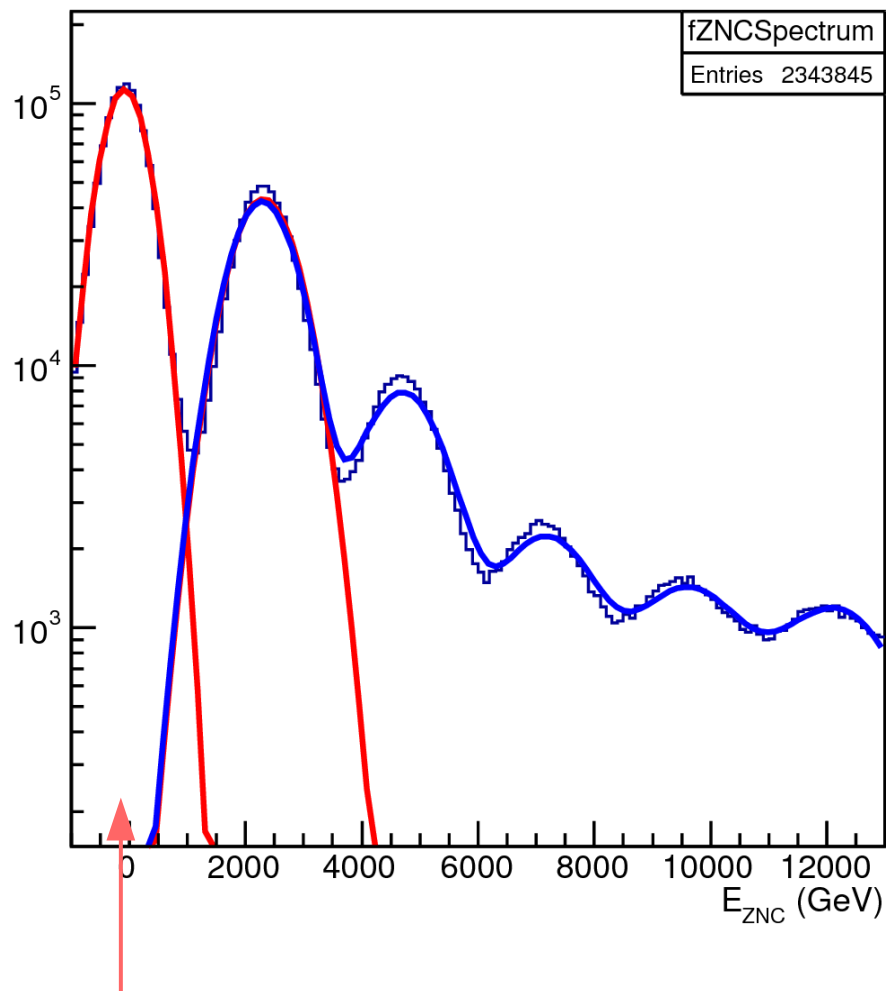


Траектории вторичных ядер



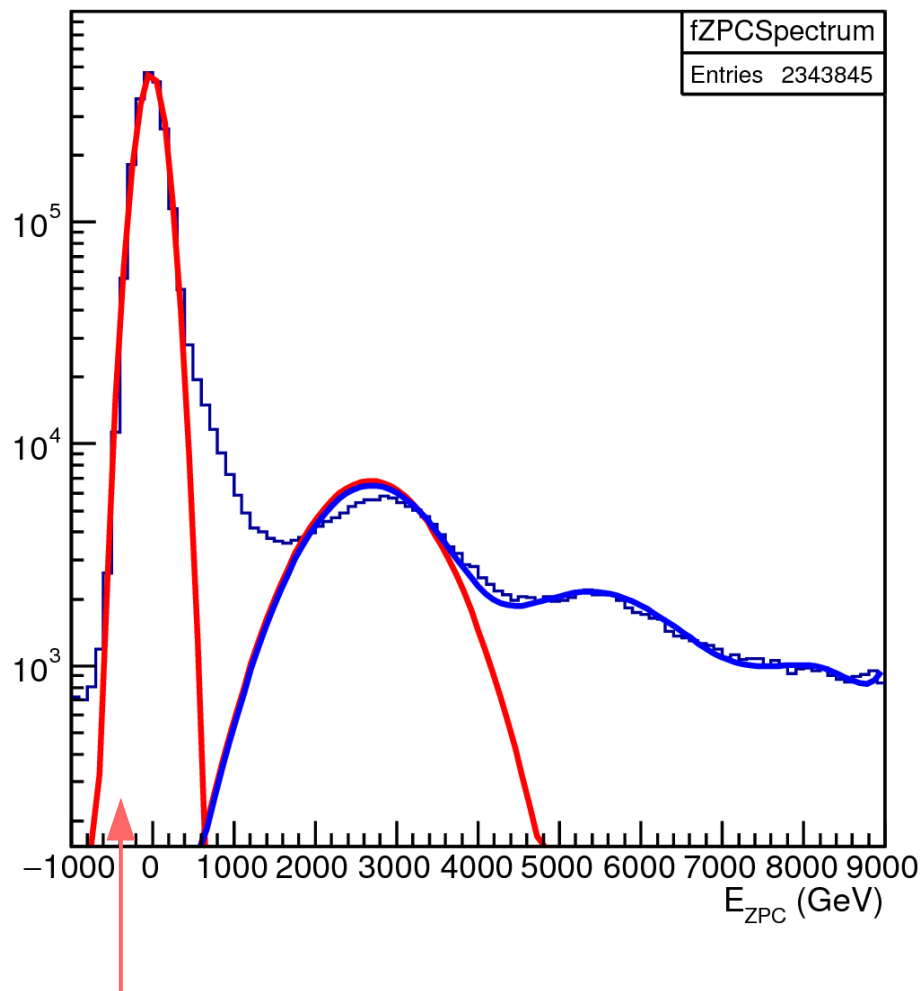
M. Schaumann, Heavy ions at FCC-hh, FCC week Berlin, 30.05.2017

Энергетический спектр в нейтронных ZDC

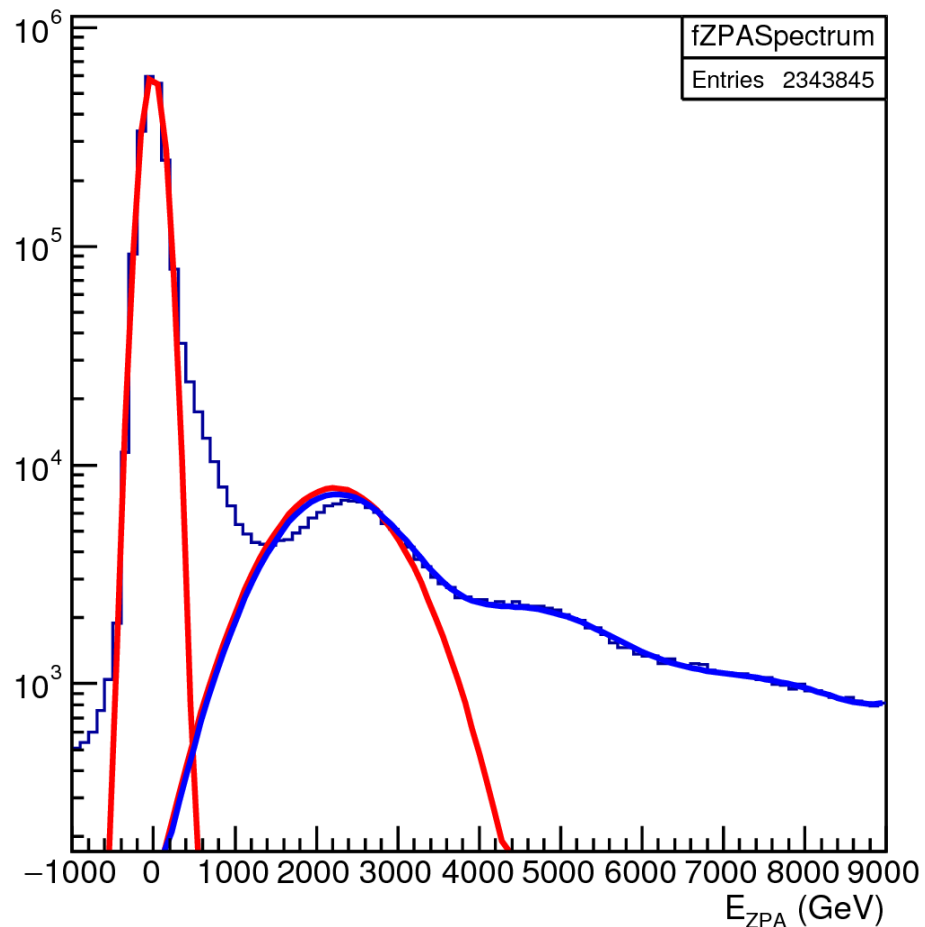


пьедестал

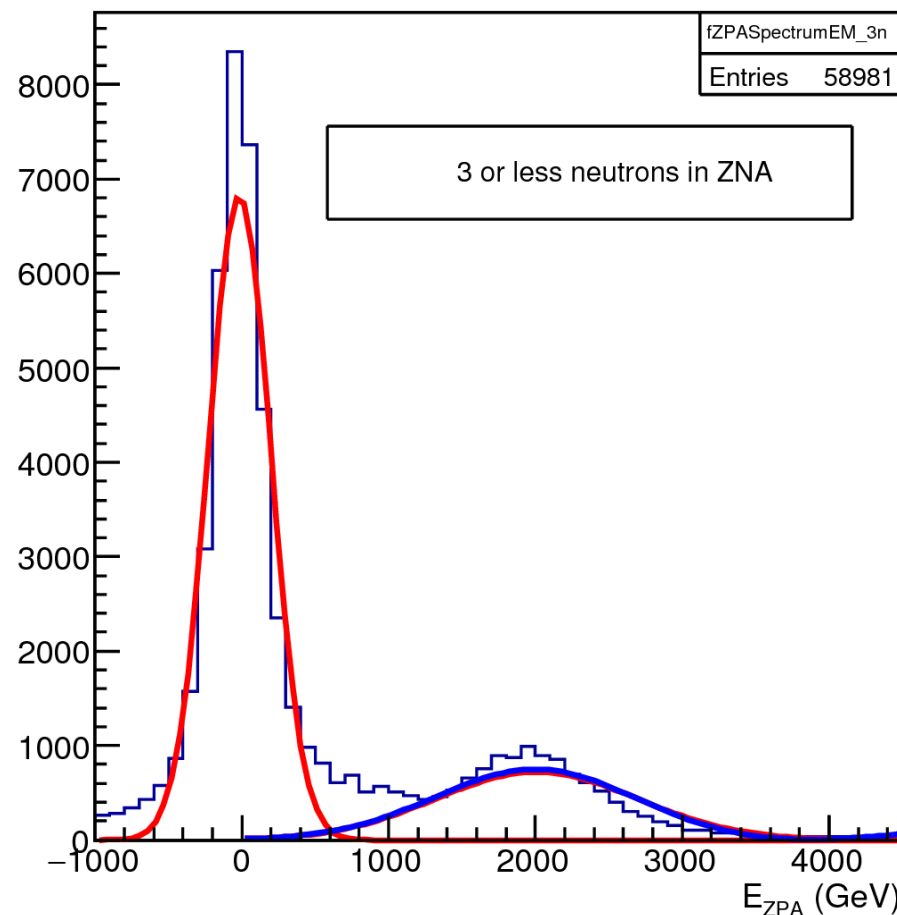
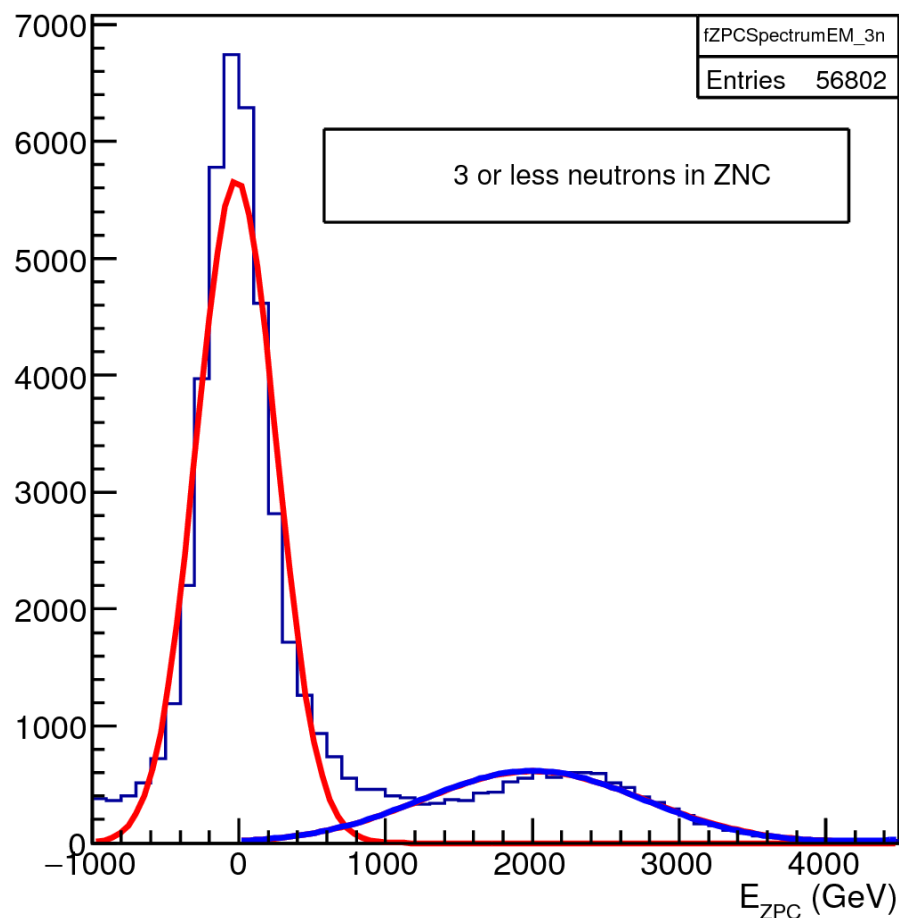
Энергетический спектр в протонных ZDC



пьедестал

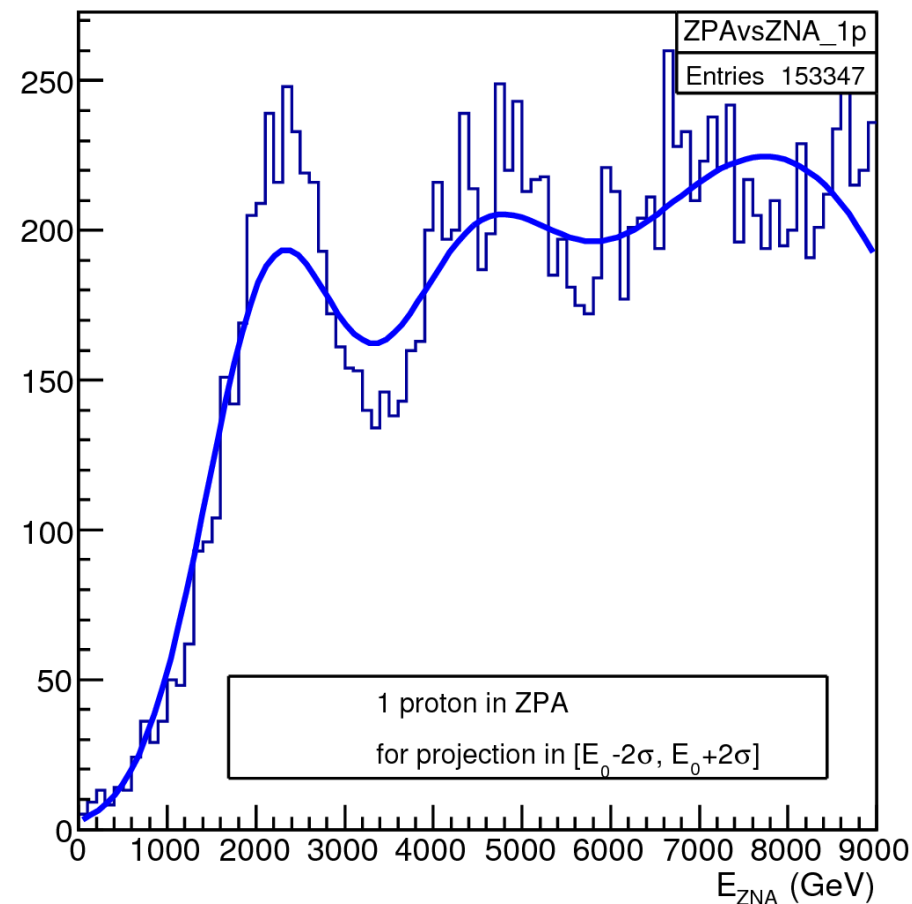
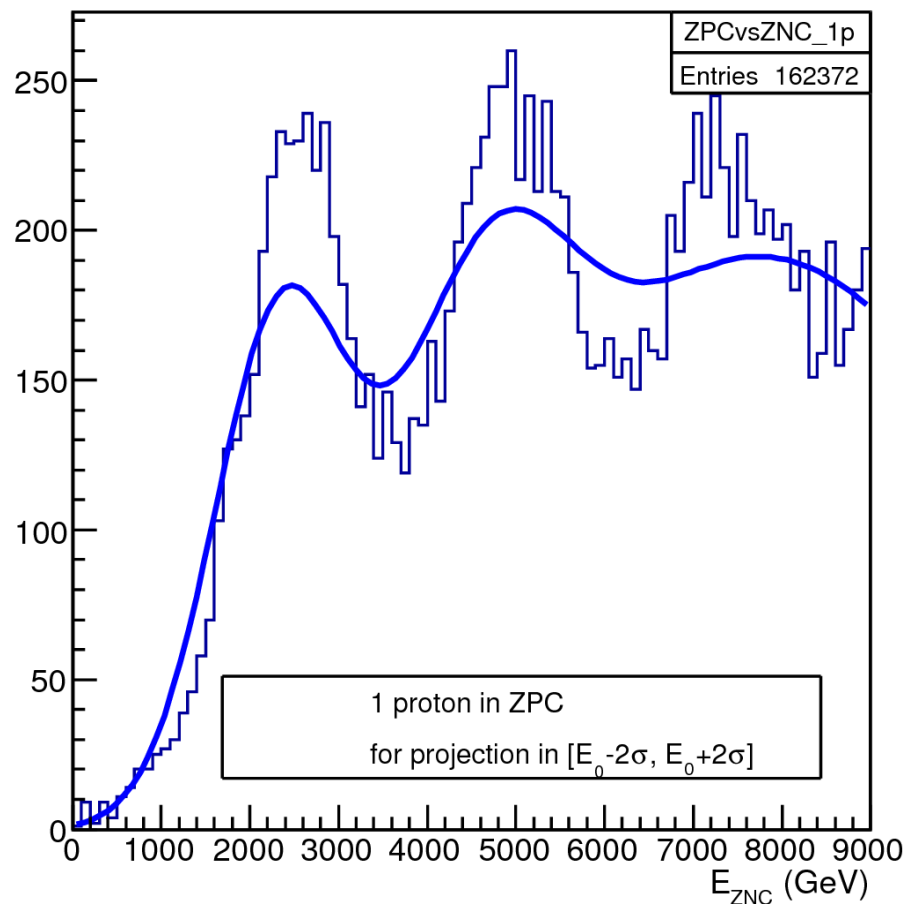


Протонный спектр при эмиссии менее 3 нейтронов



Для выделения диапазона энергий, соответствующего вылету одного протона вместе с несколькими нейтронами

Эмиссия нескольких нейтронов вместе с одиночным протоном



Планируется выполнить подобный анализ с использованием двумерного фитирования, чтобы избежать ошибок, связанных с выбором диапазона для проекций

Видимые и с поправкой на аксептанс сечения эмиссии одного, двух и нейтронов вместе с эмиссией одиночного протона в ЭМД ядер свинца ^{208}Pb с энергией $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ ТэВ}$



ZN	ZP	$\sigma_{\text{raw}} \pm \sigma_{\text{stat}}$ (барн)		$\sigma \pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{syst}}$ (барн)	σ_{RELDIS} (барн)
		Сторона С	Сторона А		
1n	1p	0.55 ± 0.01	0.57 ± 0.01	$0.71 \pm 0.02 \pm 0.04$	3.64 ± 0.18
2n	1p	0.83 ± 0.01	0.77 ± 0.01	$1.05 \pm 0.02 \pm 0.07$	3.51 ± 0.17
3n	1p	0.76 ± 0.01	0.71 ± 0.01	$1.21 \pm 0.03 \pm 0.06$	3.11 ± 0.16



- Для протонных ZDC необходимо выполнение полного Монте-Карло моделирования для учета их аксептанса
- Аналогичный анализ проводится для сеанса столкновений ядер Хе, проходившего в 2017 году