

# Изучение $A$ -зависимости выходов нейтральных мезонов в пион-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с в эксперименте Гиперон-М

Н.Е.Воронков<sup>1</sup>, А.М.Горин<sup>1</sup>, С.В.Евдокимов<sup>1</sup>, А.А.Зайцев<sup>2</sup>,  
В.И.Изучеев<sup>1</sup>, Б.В.Полищук<sup>1</sup>, В.И.Рыкалин<sup>1</sup>, С.А.Садовский<sup>1</sup>,  
Ю.В.Харлов<sup>1</sup>, А.А.Шангараев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт» - ИФВЭ, г.Протвино, МО, РФ

<sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований, г.Дубна, МО, РФ

# Введение

Изучение A-зависимости выходов мезонов при ГэВных энергиях дает информацию как о механизмах образования той или иной частицы в ядре, так и о коллективных эффектах нуклонов внутри ядра:

- Непертурбативный режим КХД;
- Ядерная прозрачность (nuclear shadowing etc.);
  - Модель “черный диск”  $\rightarrow \sigma \sim \sigma_0 \times A^{2/3}$
  - Полное поглощение внутри ядра  $\rightarrow$  вылетают только частицы, родившиеся на периферии  $\rightarrow \sigma \sim \sigma_0 \times A^{1/3}$
- Проверка транспортных моделей в ядерной среде (GiBUU model, Valencia model, ...).
- Настройка Монте Карло генераторов при низких энергиях (pythia8, ...)

# Введение

- **Абсолютные сечения**, полученные для разных сеансов в эксперименте Гиперон-М, имеют слишком большой разброс, что приводит к существенной систематике.
  - Разные пучковые условия в течение 2008-2018гг (коллиматоры, интенсивность сброса, деградация пучковых счетчиков, ...)
- Поэтому для измерения используются **относительные выходы нейтральных мезонов** по отношению к  $\eta$ -мезону:

$$\frac{\sigma_R(A)}{\sigma_\eta(A)} = \frac{\sigma_R(1) \times A^{\alpha_R}}{\sigma_\eta(1) \times A^{\alpha_\eta}} \sim const \times A^\alpha$$

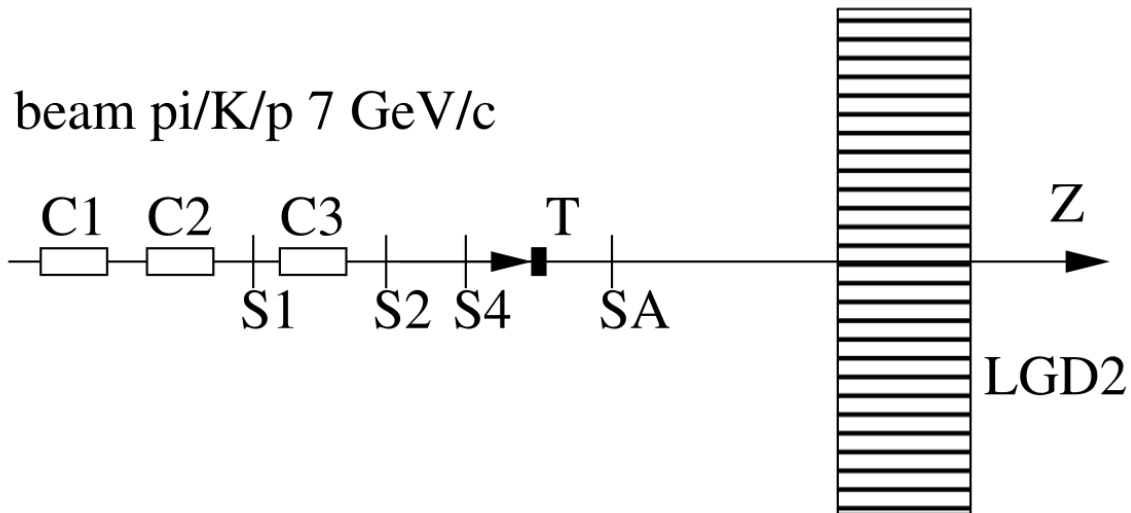
При этом  $A$ -зависимость для  $\eta$ -мезона была измерена ранее в эксперименте Гиперон [1]:

$\alpha_\eta = 0.50 \pm 0.02$  в интервале  $0.6 < x_F < 1.0$  и  $p_T < 0.8$  GeV/c

[1] Nucl. Phys. B 279 (1987), 770

<https://inspirehep.net/files/ae2f7377cd6e6e3e1b1f07bcfb6d4de7>

# Эксперимент Гиперон-М



- Пучок 7 GeV/c, состав 53%  $\pi^+$  + 40% p + 7%K<sup>+</sup>;
- Пучок взаимодействует с мишенью T (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb), рождая вторичные частицы;
- Триггер на сцинтилляционных пучковых счетчиках  $S_1 * S_2 * S_4 * S_A$  выбирает события, в которых наблюдаются лишь нейтральные кластеры в э.м. калориметре LGD2 (Lead Glass Detector);
- Пороговые черенковские счетчики ( $C_1, C_2, C_3$ ) для выделения пучковой частицы
- Таким образом, в регистрируемых событиях возможно наблюдение нейтральных резонансов, распадающихся на фотоны в конечном состоянии;

# Данные эксперимента

Использованы данные, набранные экспериментом Гиперон-М в 2008-2018гг.

Данные просуммированы по ядерным и пустой мишеням.

Данные пустой мишени также были просуммированы по всем сеансам, где она была снята.

Для каждого сеанса проведены калибровка на массу  $\pi^0$ , коррекция энергетической шкалы калориметра [1], детальный поиск плохих каналов.

- $\pi^0$ ,  $\eta$ : события с 2 фотонами
- $\omega(782)$ : события  $\pi^0\gamma$  (1С-кинематический фит,  $\chi^2(\pi^0\gamma) < 5.0$ )
- $K^0_S$ ,  $f_2(1270)$ : события  $2\pi^0$  (2С-кинематический фит,  $\chi^2(2\pi^0) < 5.0$ )

[1] М.Ю.Боголюбский и др. ПТЭ 2011, № 5, с. 88–92

<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=16862742>

# Монте Карло моделирование

- Моделирование проводилось с помощью генератора событий одиночного рождения мезона R в реакции  $\pi^+N \rightarrow R X$ , где X – нерегистрируемая система, R – нейтральный мезон ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\omega(782)$ ,  $K^0_S$ ,  $f_2(1270)$ ), распадающийся на фотоны в конечном состоянии.
- Параметризация  $x_F$  &  $p_T$  распределений для каждого R была сделана с помощью данных эксперимента:
  - Для каждого бина по  $x_F$  распределение  $dN/dp_T$  по  $p_T$  фитировалось гладкой функцией  $(p_T + p_T^3 + \dots)\exp(-p_T^2)$  с учетом параметризации эффективности в этом бине.
  - Параметризация эффективности  $\varepsilon(x_F, p_T)$  была получена с помощью МК с плоским распределением по  $x_F$  и  $p_T$ .
  - Далее распределение в бинах по  $x_F$  интерполировалось, чтобы иметь непрерывную функцию по  $x_F$ .

# Оценка A-зависимости относительных выходов нейтральных мезонов

Оценку будем делать по формуле:

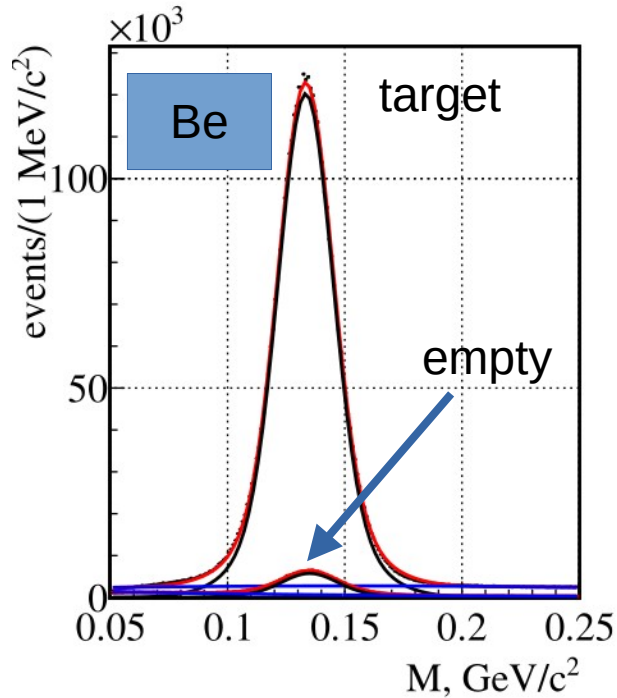
$$\frac{\sigma_{\pi^0, \omega, f_2, K_S^0}(A)}{\sigma_{\eta}(A)} = \frac{N_{\pi^0, \omega, f_2, K_S^0}(A) / (\varepsilon_{\pi^0, \omega, f_2, K_S^0} \times Br(R \rightarrow final\ state))}{N_{\eta}(A) / (\varepsilon_{\eta} \times Br(\eta \rightarrow 2\gamma))} \sim const \times A^{\alpha_{\pi^0, \omega, f_2, K_S^0} - \alpha_{\eta}}$$

Важным является то, что в этом методе исключена ошибка, связанная с систематикой пучка и его подсчета, так как в отношении сечений количество пучковых частиц сокращается.

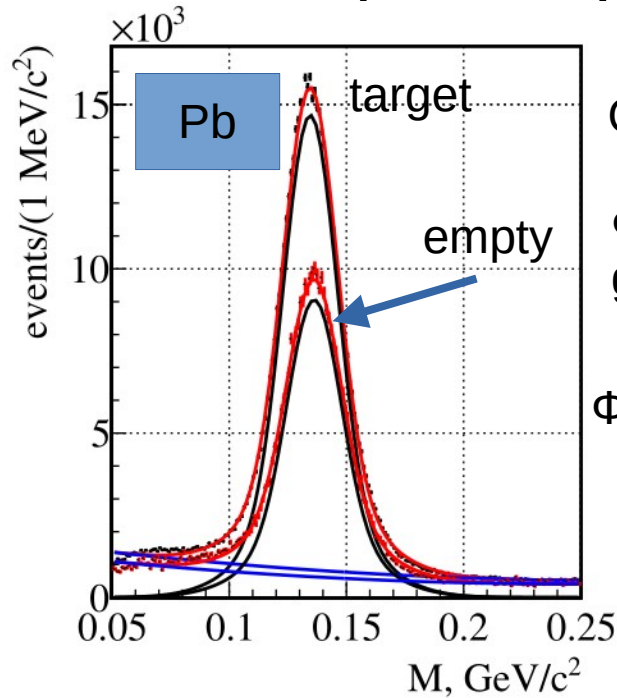
Брэнчинги взяты из PDG2024.

Оценка систематических погрешностей проведена с помощью варьирования отборов, границ фитирования, функции фона и коэффициента вычитания пустой мишени.

# $\pi^0$ -МЕЗОН ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ )



(a) Бериллиевая мишень



(b) Свинцовая мишень

Отбор событий  $\chi_F > 0.6$

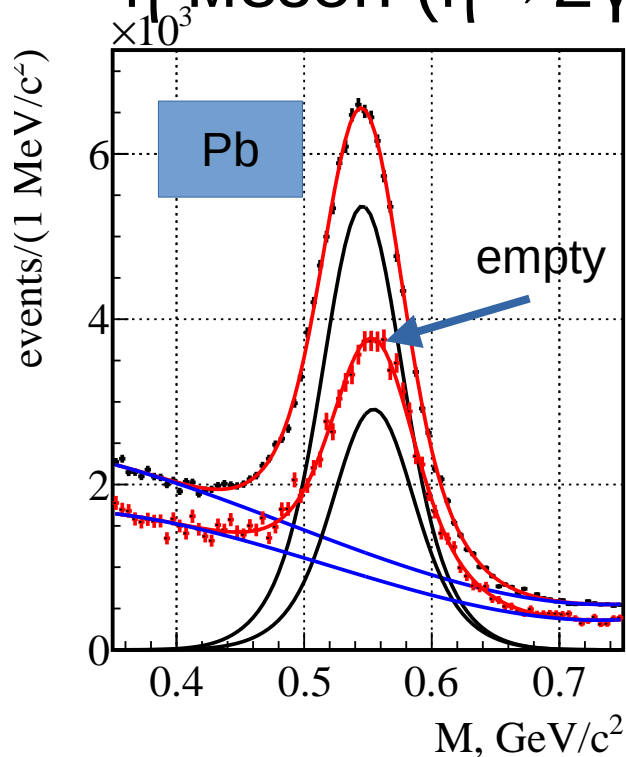
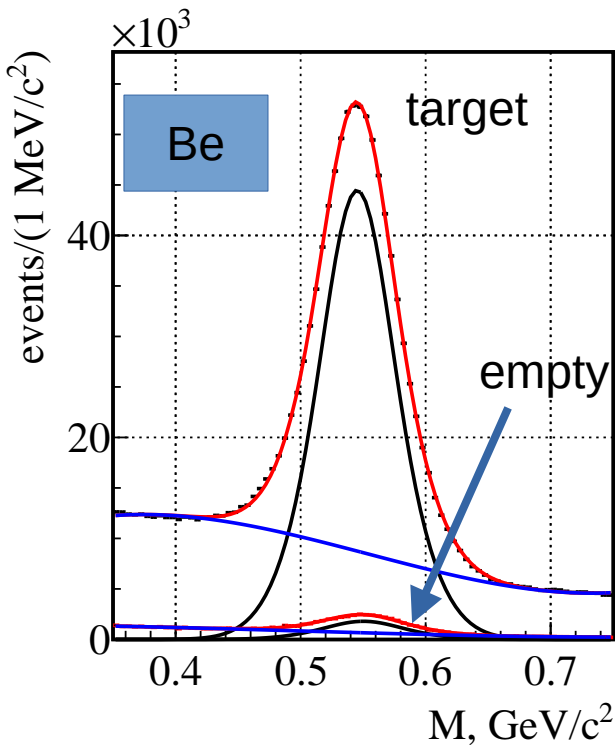
Функция фита:  
 $\text{gaus}(M_\pi, \sigma_1) + \text{gaus}(M_\pi, \sigma_2) + \text{pol2}$

Фит в диапазоне 0.05 до 0.25  $\text{ГэВ}/c^2$

Количество мезонов подсчитывается следующим образом:

- Из гистограммы вычитается фоновая функция  $\text{pol2}$ , полученная из фита.
- Оставшийся спектр – сигнал, он фитируется функцией сигнала  $G(M_\pi, \sigma_1) + G(M_\pi, \sigma_2)$ ;
- Количество зарегистрированных распадов – интеграл с учетом корреляции параметров гауссов

# $\eta$ -мезон ( $\eta \rightarrow 2\gamma$ )



Отбор событий  $\chi_F > 0.6$

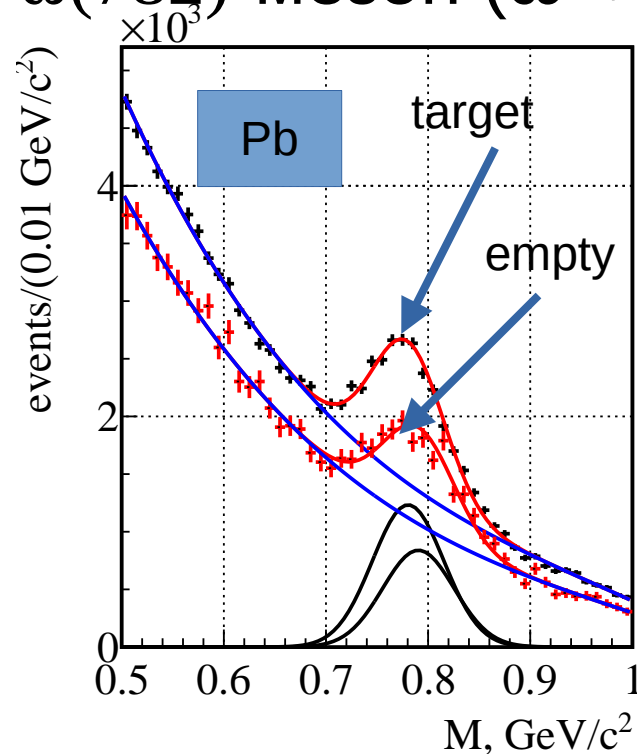
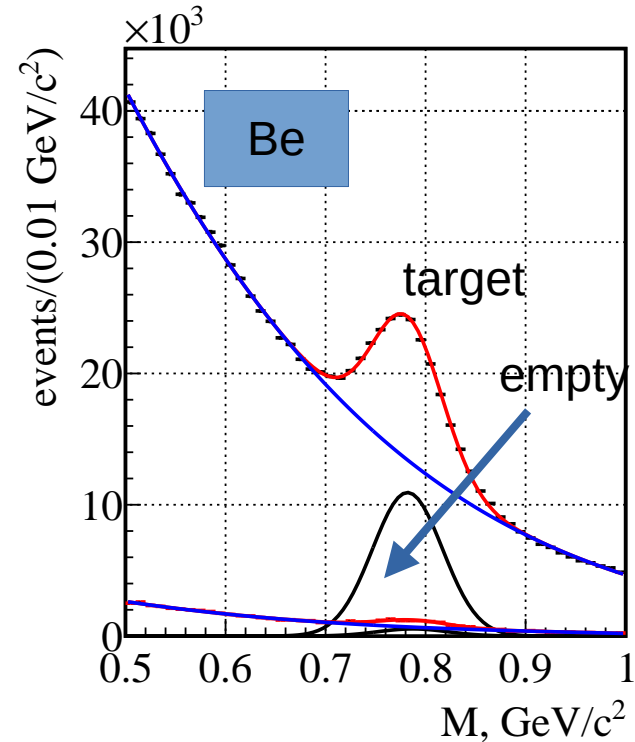
Функция фита:  
 $\text{gaus}(M_\pi, \sigma_1) + \text{gaus}(M_\pi, \sigma_2) + \text{pol2}$

Фит в диапазоне 0.35 до  
0.75 ГэВ/c<sup>2</sup>

Количество мезонов подсчитывается следующим образом:

- Из гистограммы вычитается фоновая функция  $\text{pol2}$ , полученная из фита.
- Оставшийся спектр – сигнал, он фитируется функцией сигнала  $G(M_\pi, \sigma_1) + G(M_\pi, \sigma_2)$ ;
- Количество зарегистрированных распадов – интеграл с учетом корреляции параметров гауссов

## $\omega(782)$ -мезон ( $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ )



Отбор событий  $x_F > 0.6$

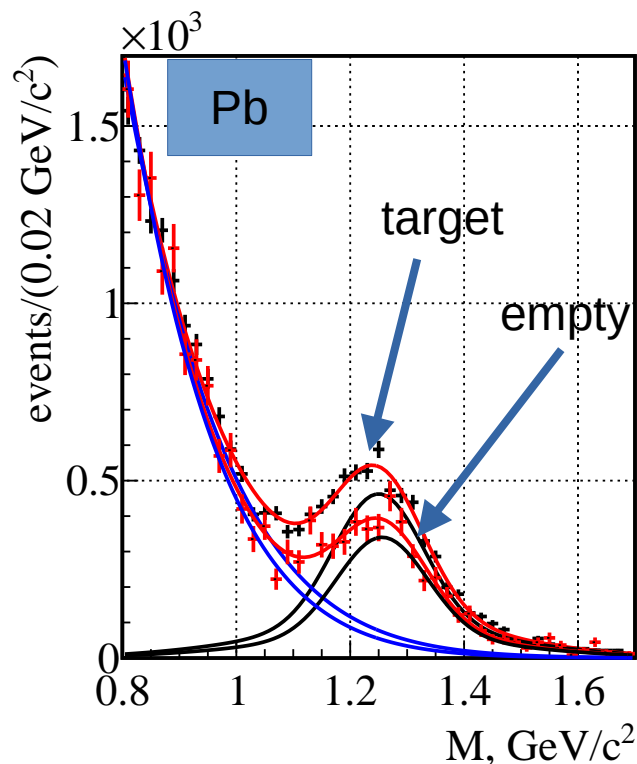
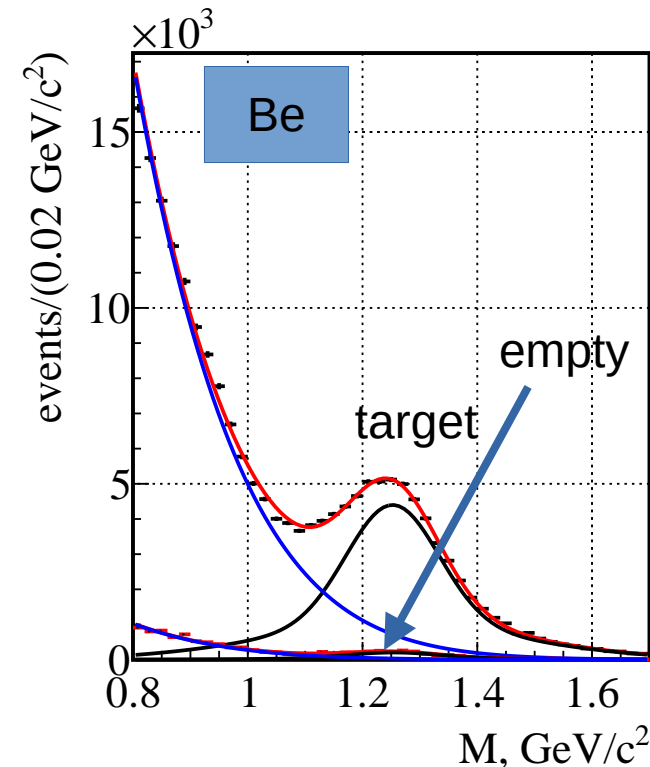
Функция фита:  
 $\text{gaus}(M_\pi, \sigma) + \text{pol2}$

Фит в диапазоне 0.5 до 1.0 ГэВ/с<sup>2</sup>

Количество мезонов подсчитывается следующим образом:

- Из гистограммы вычитается фоновая функция  $\text{pol2}$ , полученная из фита.
- Оставшийся спектр – сигнал, он фитируется функцией сигнала  $G(M_\pi, \sigma)$ ;
- Количество зарегистрированных распадов – интеграл функции Гауса

# $f_2(1270)$ -мезон ( $f_2 \rightarrow 2\pi^0$ )



Отбор событий  $\chi_F > 0.6$

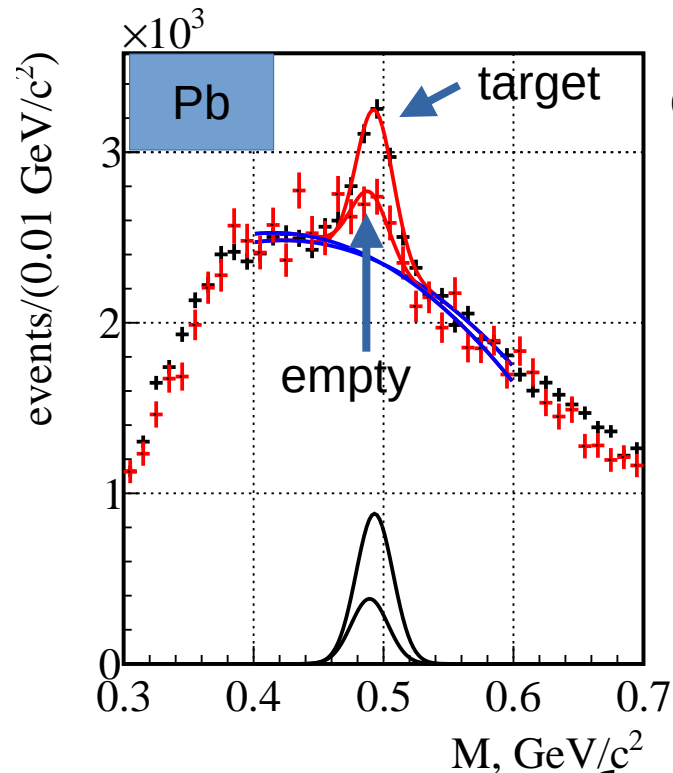
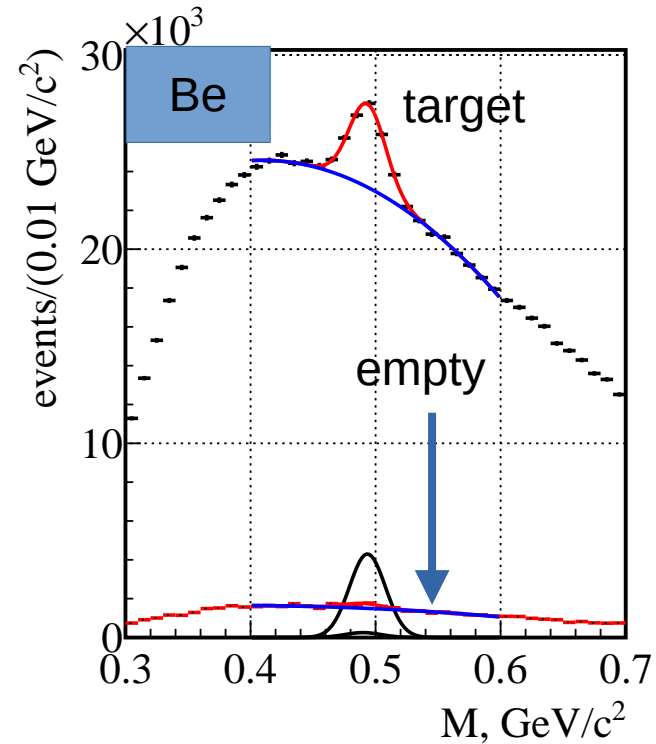
Функция фита:  
 $\text{gaus}(M_\pi, \sigma) + \text{exp}(\text{pol2})$

Фит в диапазоне 0.8 до 1.7  $\text{ГэВ}/c^2$

Количество мезонов подсчитывается следующим образом:

- Из гистограммы вычитается фоновая функция  $\text{exp}(\text{pol2})$ , полученная из фита.
- Оставшийся спектр – сигнал, он фитируется функцией сигнала  $G(M_\pi, \sigma)$ ;
- Количество зарегистрированных распадов – интеграл функции Гауса

# $K^0_S$ -мезон ( $K^0_S \rightarrow 2\pi^0$ )



Отбор событий  $\chi_F > 0.6$

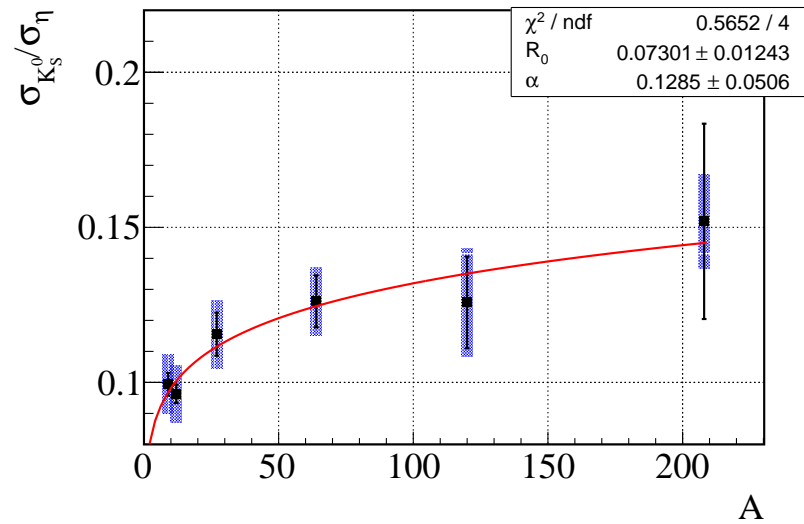
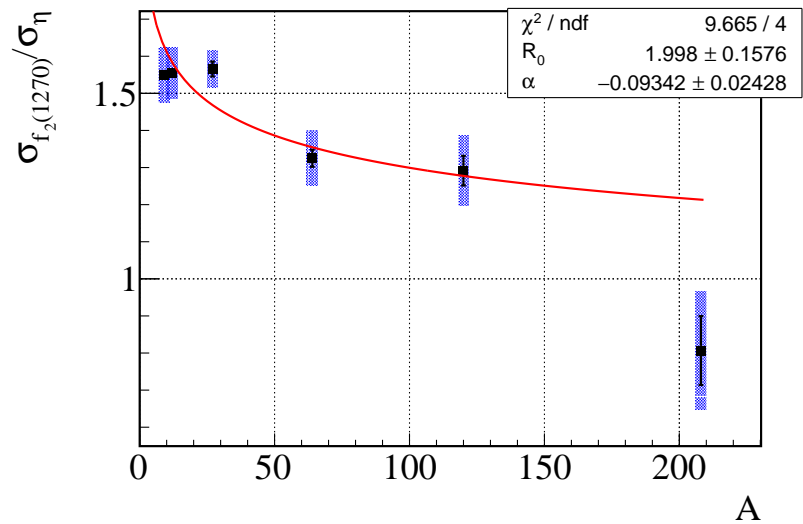
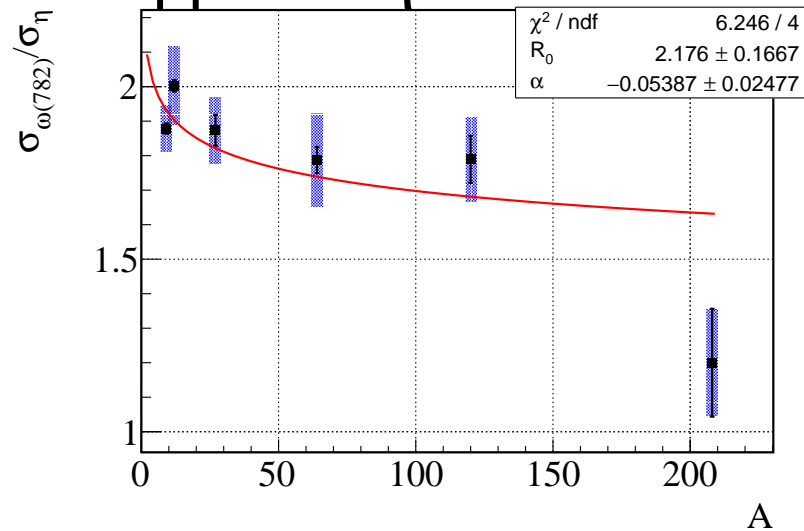
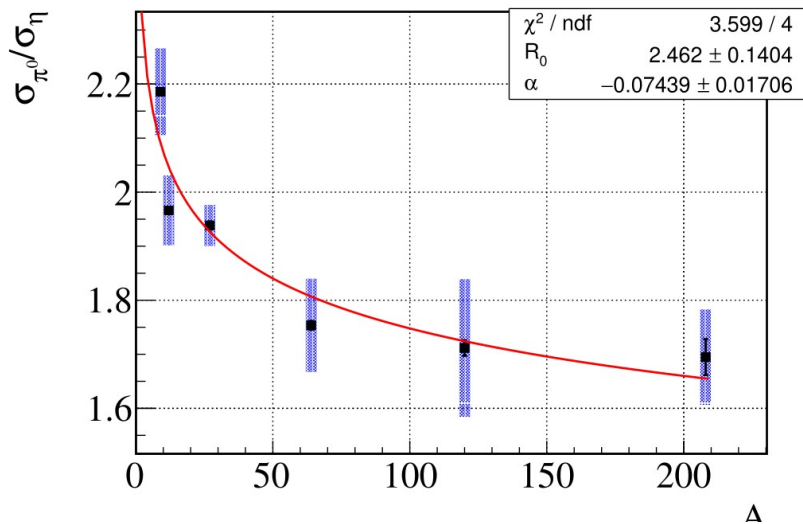
Функция фита:  
gaus( $M_\pi$ ,  $\sigma$ ) + pol2

Фит в диапазоне 0.4 до 0.6 ГэВ/с<sup>2</sup>

Количество мезонов подсчитывается следующим образом:

- Из гистограммы вычитается фоновая функция pol2, полученная из фита.
- Оставшийся спектр – сигнал, он фитируется функцией сигнала  $G(M_\pi, \sigma)$ ;
- Количество зарегистрированных распадов – интеграл функции Гауса

# Отношение выходов R/η



# Результаты

Отношение ВЫХОДОВ	$R_0$	$\alpha$
$\pi^0/\eta$	$2.46 \pm 0.14$	$-0.074 \pm 0.017$
$\omega(782)/\eta$	$2.18 \pm 0.17$	$-0.054 \pm 0.025$
$f_2(1270)/\eta$	$2.00 \pm 0.15$	$-0.093 \pm 0.024$
$K_S^0/\eta$	$0.073 \pm 0.012$	$0.129 \pm 0.051$

Измерения Гиперон (1990)  $\sigma_\eta(A) = \sigma_0 A^{0.5 \pm 0.02} \longrightarrow 1/3 < \alpha < 2/3$

Тогда:  $\sigma_{f_2}(A) = \sigma_{f_2}^0 A^{0.407 \pm 0.024}, \longrightarrow \alpha \rightarrow 1/3$  “periferal”

$\sigma_{K_S^0}(A) = \sigma_K^0 A^{0.629 \pm 0.054} \longrightarrow \alpha \rightarrow 2/3$  “black disk”

# Выводы

- Измерены выходы  $\pi^0$ ,  $\omega$ ,  $f_2$  и  $K_S^0$  мезонов относительно выходов  $\eta$ -мезонов.
- А-зависимости выходов  $\pi^0$ ,  $\omega$  и  $f_2$  мезонов имеют схожие показатели ( $\alpha \sim 0.4-0.45$ ).
- А-зависимость выхода  $K_S^0$  мезонов имеет показатель  $\alpha \sim 0.6$ .
- Полученные данные могут быть использованы для тонкой настройки транспортных моделей (Giessen model, Valencia model, ...) и Монте Карло генераторов (pythia8, ...).

Данная работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда  
No 22-12-00095-П, <https://rscf.ru/project/22-12-00095/>  
при поддержке НИЦ “Курчатовский институт” – ИФВЭ.

# Запасные слайды

# Ядерные мишени

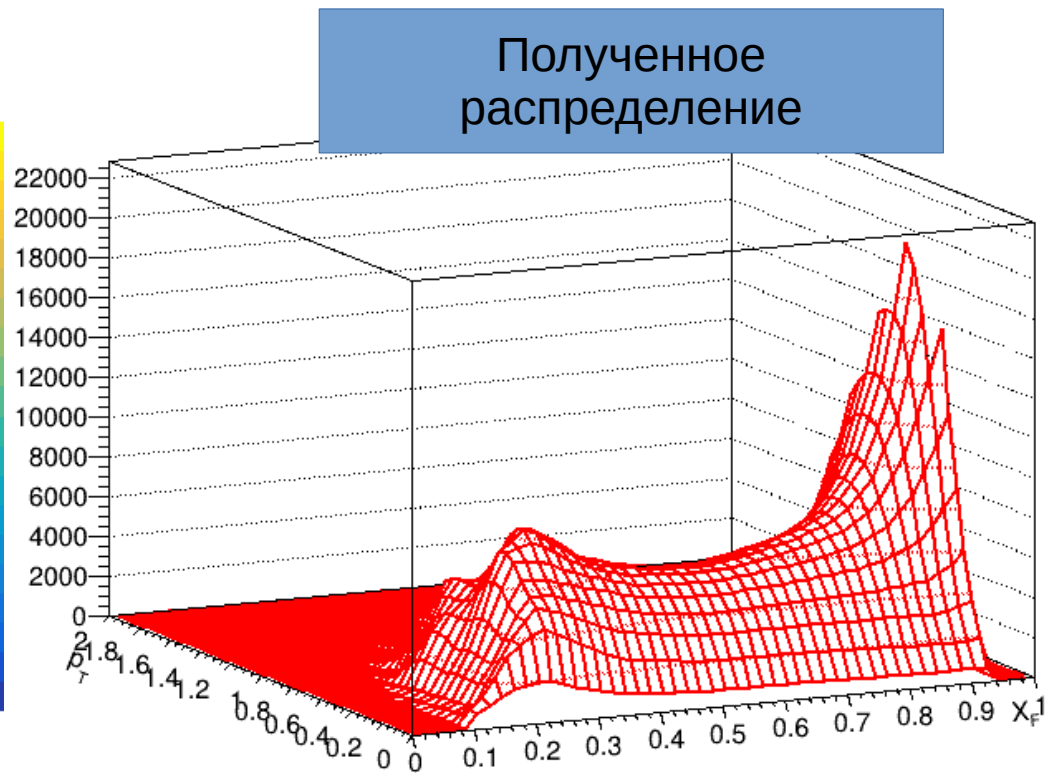
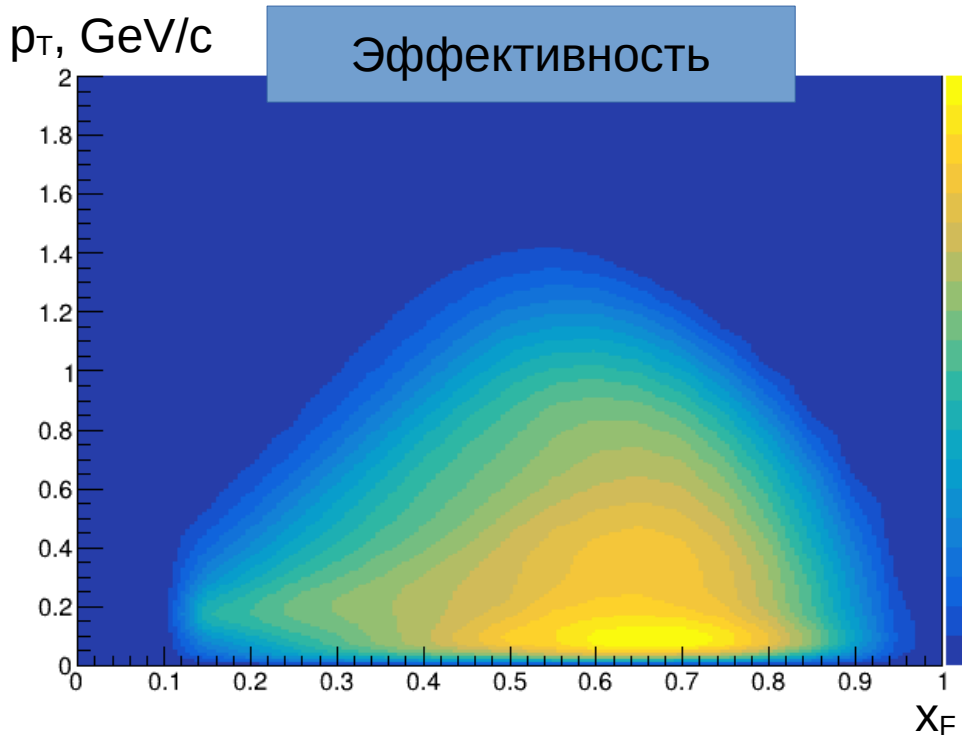
Мишень	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$X_0$ , мм	Толщина $X$ , мм	$X/X_0$	$\lambda_I$ , мм	$X/\lambda_I$
Be (A = 9)	1.866	349	75	0.21	417	0.18
C	1.687	253	78	0.31	509	0.15
Al	2.717	88.4	35	0.40	395	0.09
Cu	8.86	14.5	6.7	0.46	155	0.04
Sn	7.31	12.1	4.3	0.35	228	0.02
Pb (A = 208)	11.28	5.6	2.9	0.52	177	0.02

При переходе от легких к тяжелым мишеням количество фоновых событий увеличивается

Радиационная толщина  
(~вероятность конверсии фотонов в мишени)

Толщина в терминах длины взаимодействия  
(~вероятность неупругого взаимодействия с мишенью)

# $X_F$ & $p_T$ для $\eta$ -мезона



# Вычитание пустой мишени

Для оценки количества мезонов, рожденных на мишени, из данных с ядерной мишенью вычитались данные, набранные с пустой мишенью, обработанные ровно так же, как и данные с мишенью (в т.ч. расстояние до мишени и её толщина).

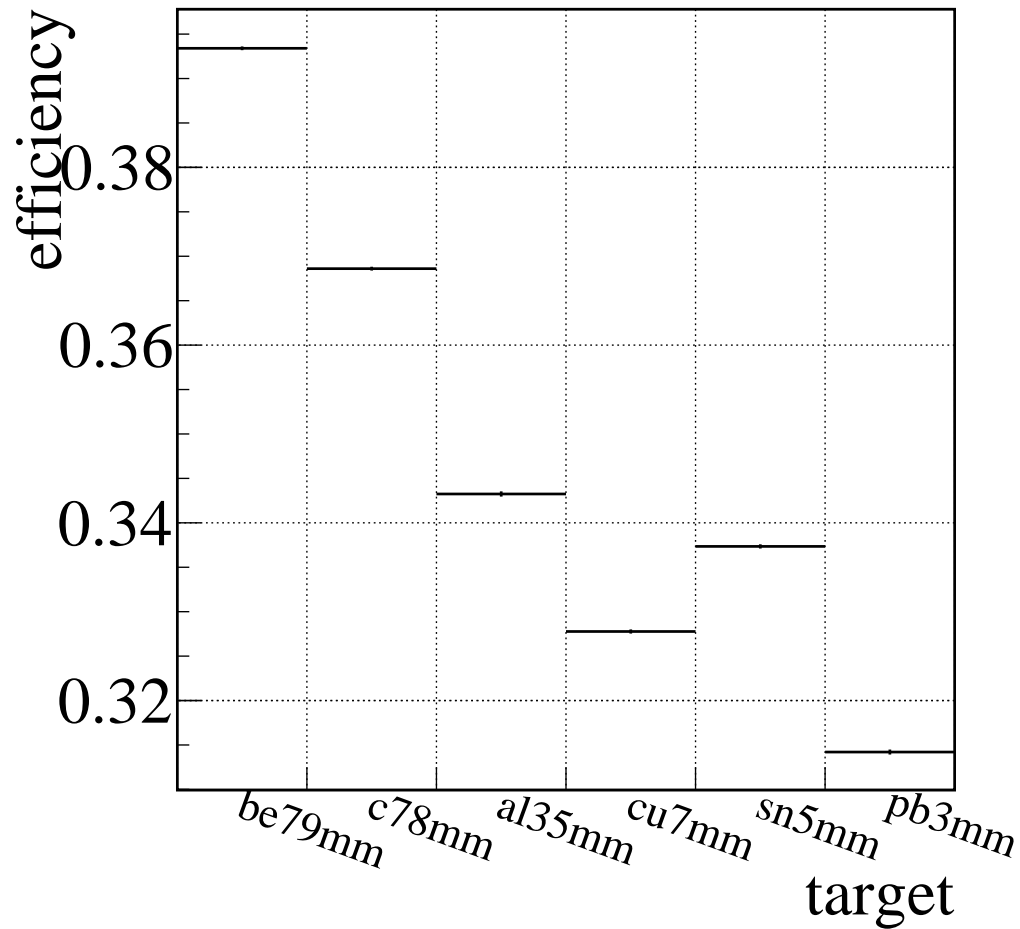
Нормировка пустой мишени осуществлялась на поток пучковых частиц, таким образом результат  $S$  вычитания пустой мишени  $E$  из данных с мишенью  $T$  вычисляется по формуле:

$$S = \frac{1}{\varepsilon_{D.k.}^T} T - \frac{1}{\varepsilon_{D.k.}^E} \frac{N_b^T}{N_b^E} E$$

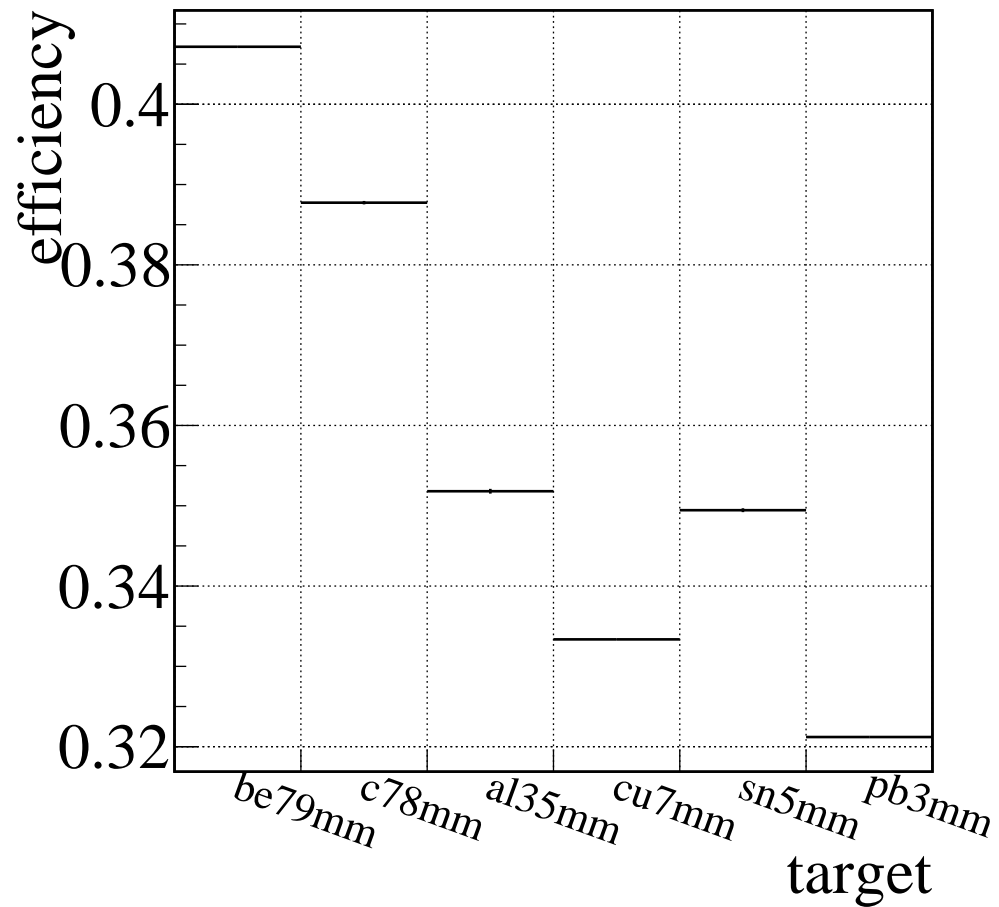
Здесь  $N_b^{T(E)}$  – количество пучковых частиц на данных с мишенью (пустой мишени), а  $\varepsilon_{D.k.}^{T(E)}$  – эффективность приема данных  $N_{acc.} / N_{phys.}$

# Эффективность $\pi^0, \eta \rightarrow 2\gamma$ ( $x_F > 0.6$ )

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$



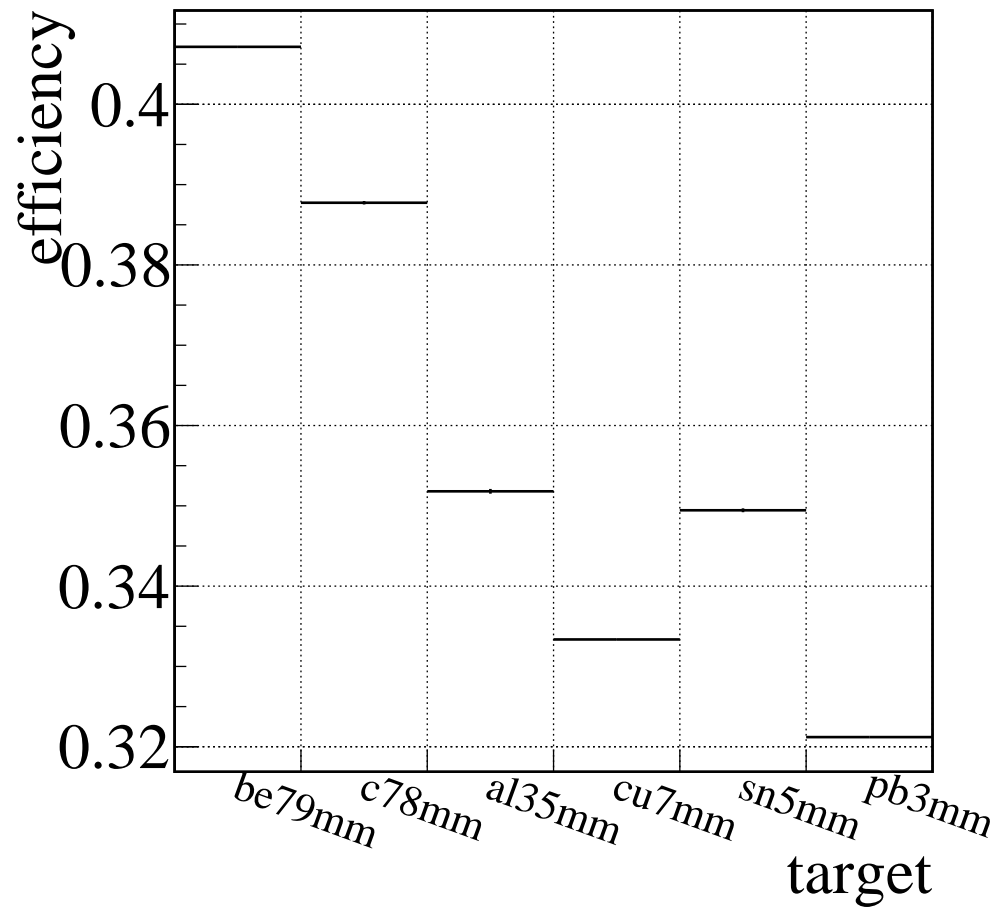
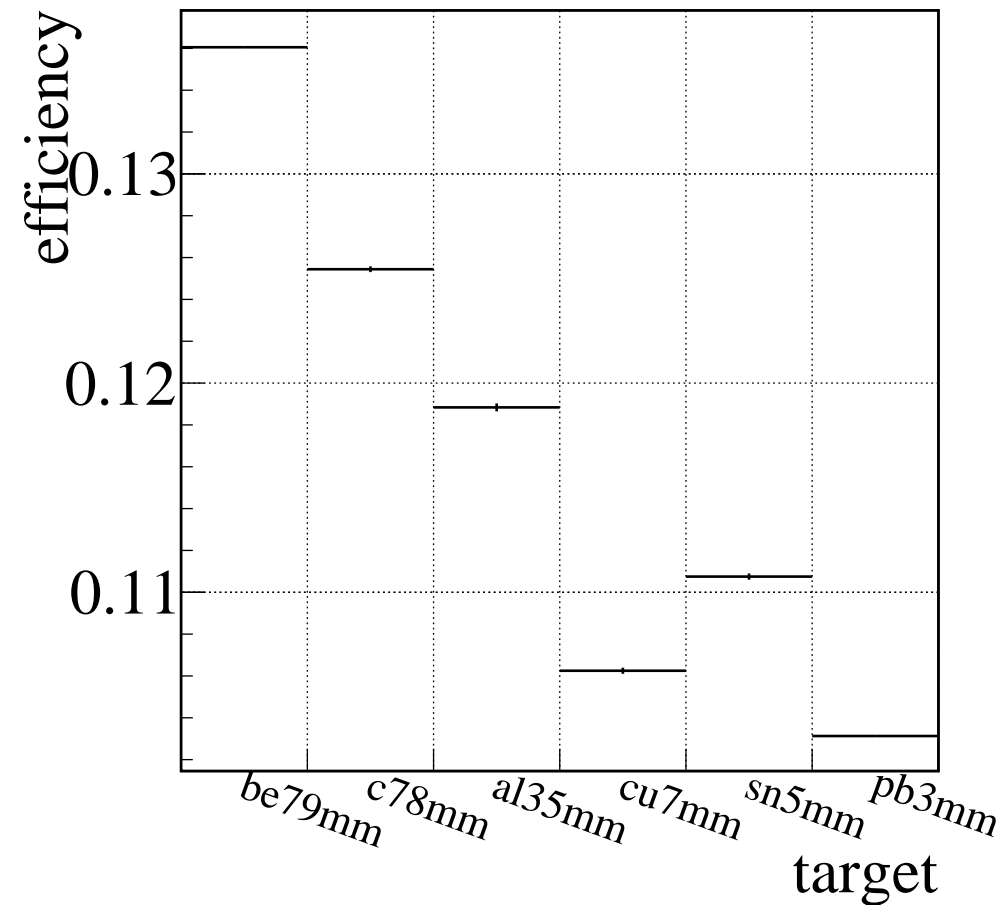
$\eta \rightarrow 2\gamma$



# Эффективность $\omega(782) \rightarrow \pi^0 \gamma$ ( $x_F > 0.6$ )

$\omega(782) \rightarrow \pi^0 \gamma$

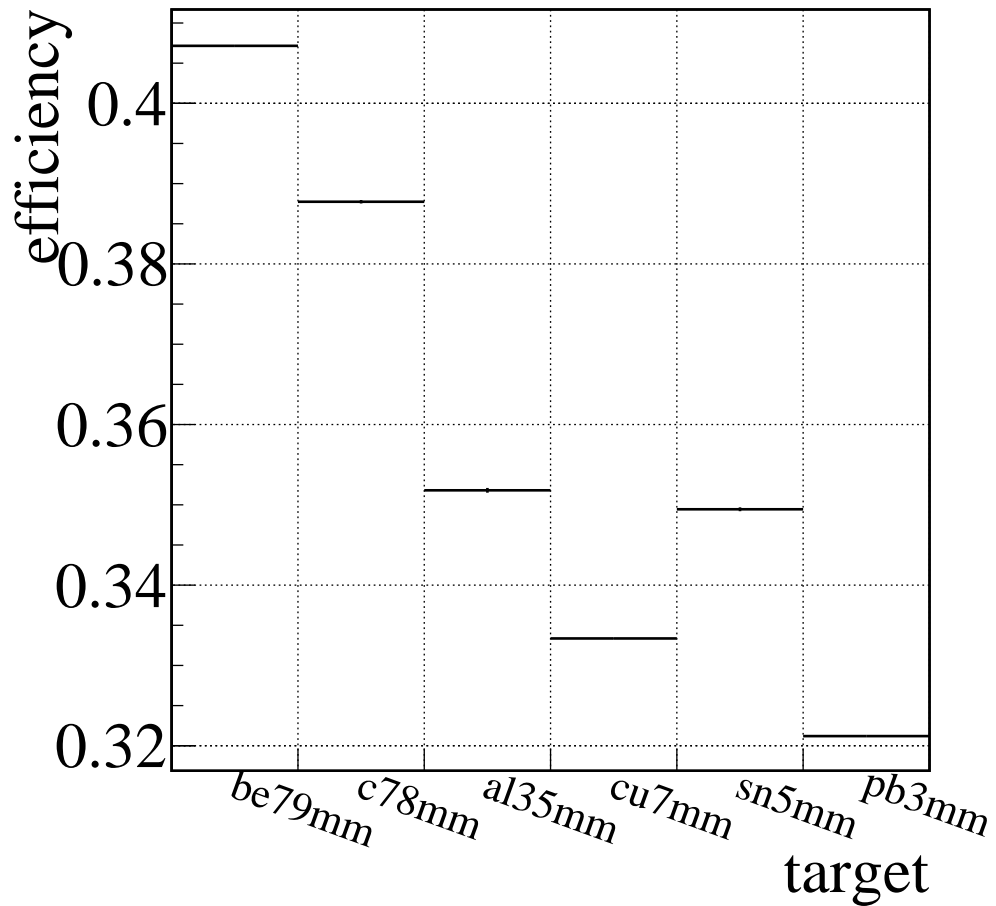
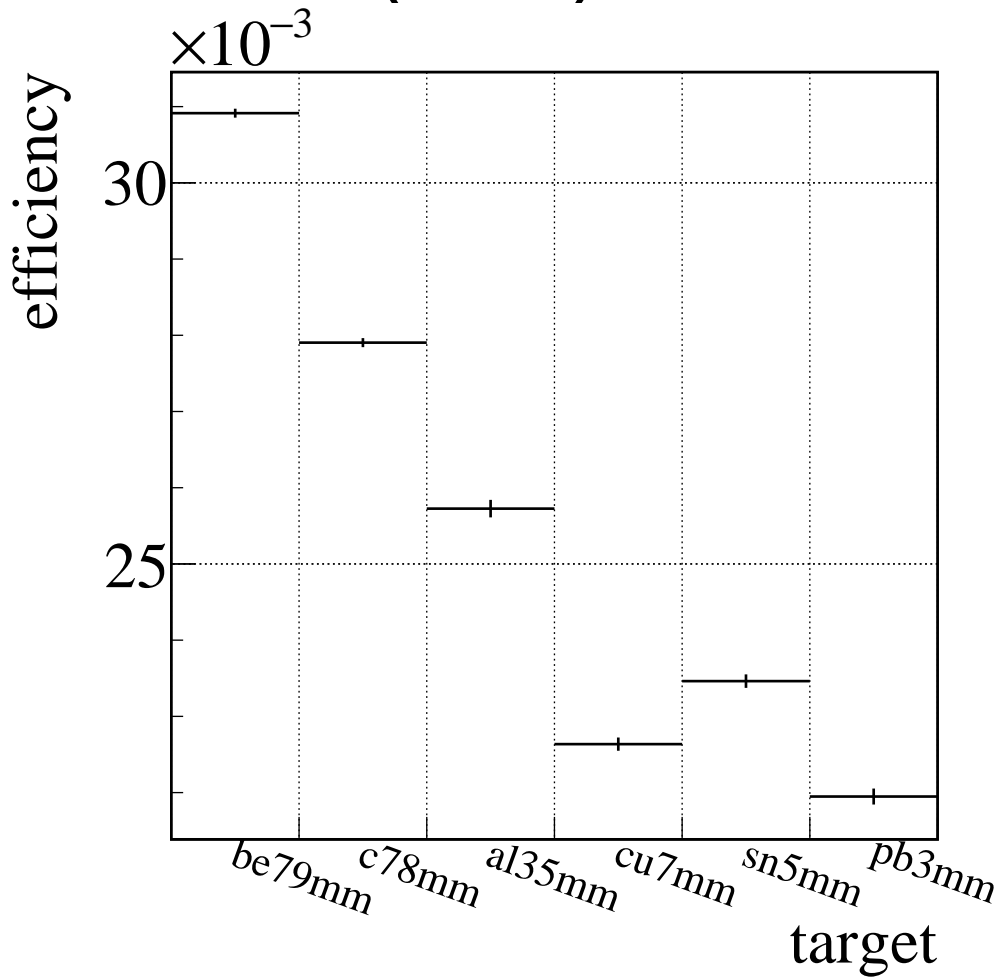
$\eta \rightarrow 2\gamma$



# Эффективность $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$ ( $x_F > 0.6$ )

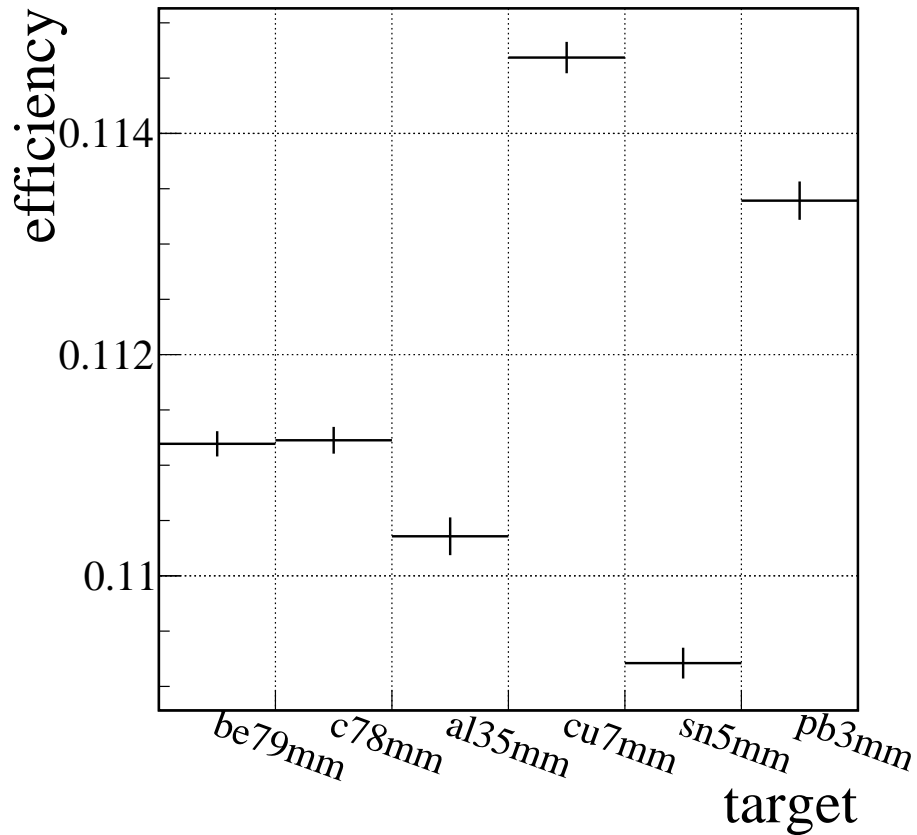
$f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$

$\eta \rightarrow 2\gamma$

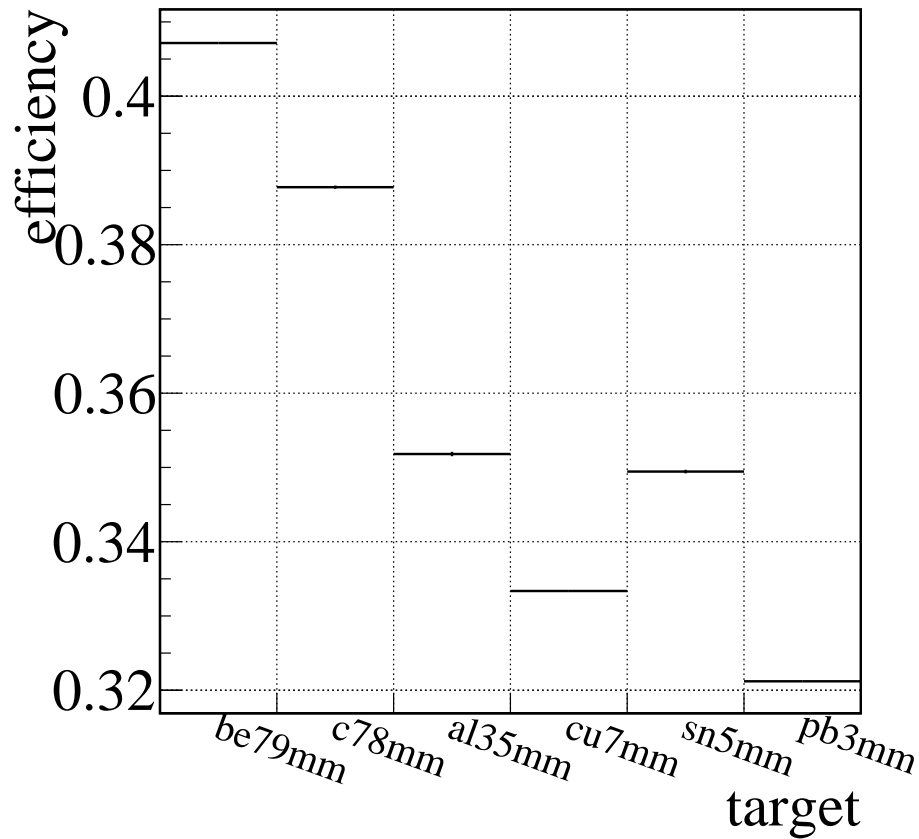


# Эффективность $K^0_S \rightarrow 2\pi^0$ ( $x_F > 0.6$ )

$K^0_S \rightarrow 2\pi^0$



$\eta \rightarrow 2\gamma$



$K^0_S$  – долгоживущий (ст  $\sim 2.6$ см), успевает покинуть мишень  $\rightarrow$  эффективность стабильна <sup>20</sup>