

К ИССЛЕДОВАНИЯМ ВЫХОДОВ РЕАКЦИЙ $^{13}\text{C}(\gamma, p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ НА ИМПУЛЬСНОМ УСКОРИТЕЛЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ИЗМЕРЕНИЕМ (^{12}B , ^{12}N)- АКТИВНОСТИ ТЕЛЕСКОПАМИ ΔE - ДЕТЕКТОРОВ

**С.С. Белышев¹, Л.З. Джилавян^{2, *}, А.И. Карев³, А.М. Лапик²,
А.Л. Полонский², В.Н. Пономарев², А.В. Русаков², А.А. Туринге²**

¹ *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет,
119991 Москва, Россия*

² *Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312 Москва, Россия*

³ *Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук
119991 Москва, Россия*

** E-mail: dzhil@inr.ru*

Для фотоядерных реакций, когда $\eta_{\text{is}} > 1\%$, вылет до 3 нуклонов, $E_{\gamma \text{ max}}$ до ≈ 50 МэВ

- ^{12}B

β^- -распад

$$T_{1/2} = 20.2 \text{ мс}$$

$$E_{\beta \text{ max}} \cong 13.4 \text{ МэВ}$$

- ^{12}N

β^+ -распад

$$T_{1/2} = 11.0 \text{ мс}$$

$$E_{\beta \text{ max}} \cong 16.4 \text{ МэВ}$$

Введение: реакции с образованием ^{12}B и ^{12}N

Речь идет о реакциях:



η_{is} – естественный изотопный состав

E_{thr} – порог реакции

Исследования важны для

- развития моделей ядерных реакций (например, *TALYS*, *EMPIRE*) с адекватным учетом в них образования экзотических ядер-продуктов вблизи границ устойчивости ядер к испусканию нуклонов
- разработки методов наружного контроля объектов с целью обнаружения в них скрытых концентраций углерода и азота с регистрацией (^{12}B , ^{12}N)-активности (задача, весьма известная в ОЭПВАЯ).

В работе рассмотрены

вопросы **активационных** измерений выходов этих реакций с применением в режиме совпадений телескопических **ΔE -детекторов** из тонких пластиковых сцинтилляторов

Данные о выходах реакций.

1) Сечения реакции на ^{13}C



при $17.5 \text{ МэВ} < E_{\gamma} \lesssim 30 \text{ МэВ}$ (но не выше!!)

измерены, и результаты для упомянутых задач приемлемо согласуются между собой,

но

проведенные по *TALYS* и *EMPIRE* расчеты этих сечений дают значения **ниже на порядок.**

2) Для реакций на N^{14}



ситуация ещё хуже,

т.к. для них есть только фрагментарные по значениям кинетической энергии падающих на радиаторы электронов $E \approx (90 \text{ и } 100) \text{ МэВ}$ соответственно интегральные по спектрам тормозных γ -квантов экспериментальные данные об их сечениях, полученные с весьма ограниченной точностью.

При этом проведенные по *TALYS* и *EMPIRE* расчеты сечений дают значения, которые по отношению к пересчитанным экспериментальным могут быть **ниже вплоть до 2 порядков их величин.**

Нужны новые измерения

Поэтому для всех этих реакций нужны новые измерения **сечений $\sigma(E_\gamma)$** или хотя бы различных их интегральных характеристик, а именно:

- **интегрального сечения $\sigma_0(E)$** :

$$\sigma_0(E) = \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) dE_\gamma$$

- **выхода реакции $Y(E)$** –

свертки сечения реакции $\sigma(E_\gamma)$ и спектра тормозного излучения $n(E_\gamma, E)$ с максимумом энергии $E_{\gamma \text{ max}}=E$ при взаимодействии электрона с кинетической энергией E с атомом радиатора, когда на мишень падает весь поток образуемых в таком акте тормозных γ -квантов:

$$Y(E) = \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) n(E_\gamma, E) dE_\gamma$$

- **сечения на эквивалентный квант σ_q** :

$$\sigma_q(E) = \frac{1}{N_q(E)} \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) n(E_\gamma, E) dE_\gamma$$

$$N_q(E_e) = \frac{1}{E} \int_0^E E_\gamma n(E_\gamma, E) dE_\gamma$$

- «эффективного выхода» реакции –

свертки $\sigma(E_\gamma)$ и $N_{\text{rad+coll}}(E_\gamma, E)$ – спектра тормозных γ -квантов, испускаемых в расчете на один электрон с кинетической энергией E , падающий на радиатор при выбранных его материале и толщине, а также условиях коллимирования падающих на мишень тормозных γ -квантов:

$$Y_{\text{rad+coll}}(E) = \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) N_{\text{rad+coll}}(E_\gamma, E) dE_\gamma$$

Ранее нами были кратко рассмотрены различные активационные варианты измерения выходов упомянутых трех реакций на импульсных ускорителях электронов между импульсами пучка.

Затем был подробнее рассмотрен вариант, основанный на использовании **NaI**-спектрометров для регистрации (^{12}B , ^{12}N)-активности.

Однако

фон в зале облучений заставляет рассмотреть и вариант регистрации β -активности от распадов ^{12}B и ^{12}N телескопами тонких ΔE -детекторов.

Обычно в фотоядерных исследованиях на тормозных γ -квантах измеряется зависимость выхода реакции от максимальной энергии E . Затем, *решая обратную задачу*, извлекают зависимость $\sigma(E_\gamma)$.

Но с учетом **огромных расхождений** доступных экспериментальных и модельно-расчетных данных *интересно и сопоставление результатов* измерения выхода при фиксированной E с соответствующими модельно-расчётными значениями, предполагая, что в модели форма зависимости $\sigma(E_\gamma)$ близка к истинной, а причина расхождений – большое и одинаковое по E_γ занижение расчётных сечений интересующих реакций, которому пропорциональны искажения всех интегральных величин.

При этом **из-за малости** величин $\eta_{is} \cdot \sigma(E_\gamma)$ важна *оптимизация условий проведения экспериментов*.

Эксперименты по измерениям выходов указанных реакций с образованием ^{12}B и ^{12}N готовятся на импульсном разрезном микротроне *PM-55 ФИАН и НИИЯФ МГУ*.

По проекту движение реперной частицы при ее ускорении в PM-55 и выводе из него идёт в горизонтальной плоскости. PM-55 весьма компактен и размещен внутри тоже компактного бункера дополнительной защиты из тяжелого бетона. В стене бункера по оси пучка Z есть **амбразура**.

Электроны из PM-55:

- фиксированная энергия $E \cong 55 \text{ МэВ}$ с разбросом $\Delta E \cong 84 \text{ кэВ}$
- длительность импульса $\cong 8 \text{ мкс}$
- при частоте импульсов 12.5 с^{-1} средний ток $\approx 0.1 \text{ мкА}$
(т.е. в импульсе $\approx 5 \cdot 10^{10}$ электронов)
- пучок электронов падает по оси Z на **Ta**-радиатор внутри или вне указанного бетонного бункера PM-55 .

Для описания удобна прямоугольная система координат с осями X и Y такая, что её начало совпадает с точкой входа оси пучка Z в мишень, а ось Y вертикальна.

Электроны из РМ-55 и/или образованные ими тормозные γ -кванты из радиатора (с или без остатка электронов)

последовательно проходят следующие соосные с осью Z элементы:

- **Коллиматор** на входе в полый (с толщиной стен 100 мм) защитный Рb-блок вокруг исследуемой мишени и просматривающих её 2 телескопов из пар ΔE -детекторов.

- **Цилиндрическую мишень** с диаметром D и толщиной (по пучку) 100 мм.

Два типа мишеней:

1) безоболочечные графитовые

2) имеющие оболочку-пенал из тонкостенной трубки с заглушками

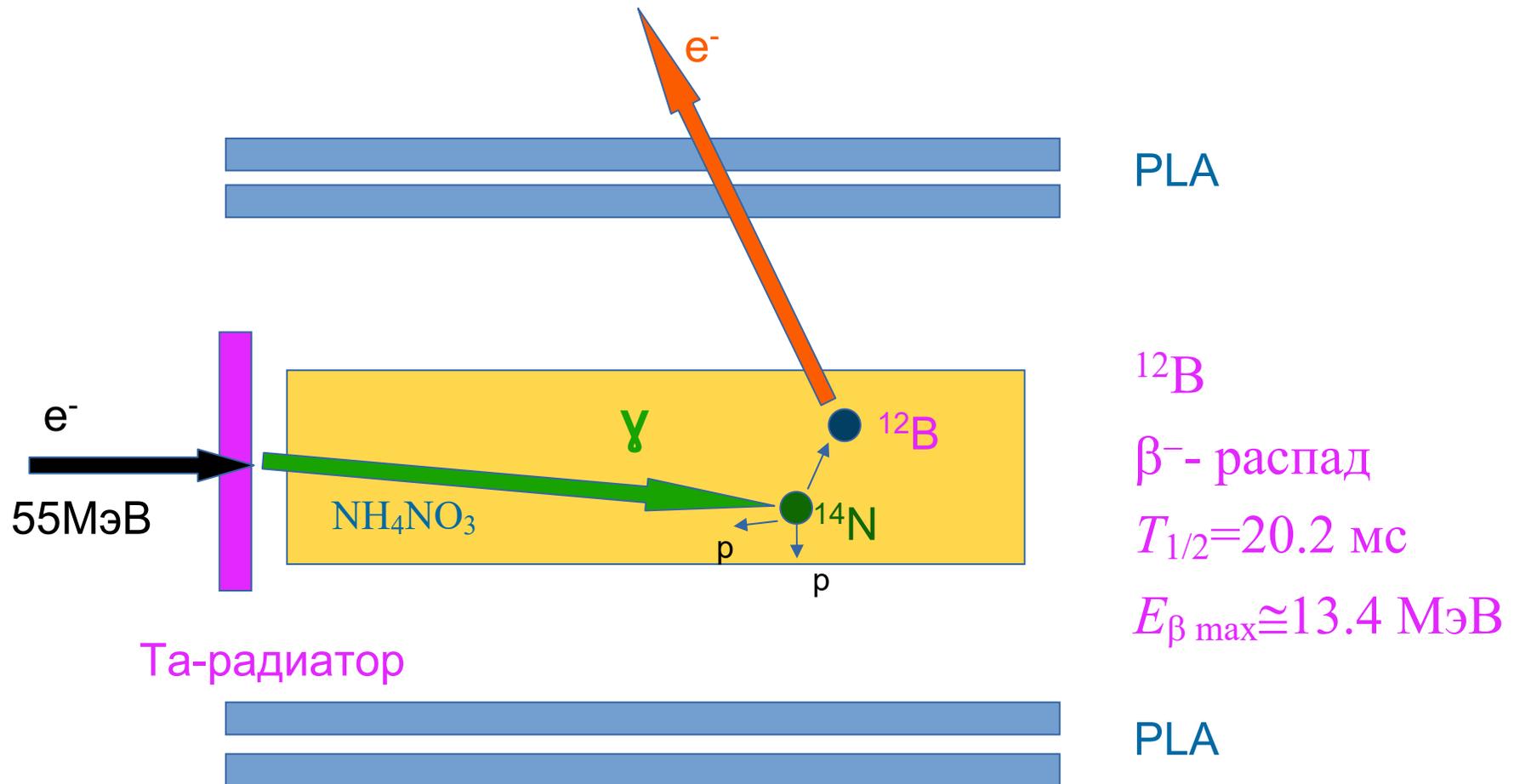
(Ti с толщинами боковых и торцевых стенок 0.5 мм),

заполняемую порошком нитрата аммония NH_4NO_3 .

- **Отверстие в Рb-блоке** для вывода остатков пучка.

- **Относительный монитор пучка** – воздушную ионизационную камеру.

Оборудование (схематичное изображение, длина мишени 10см)



Оборудование

Каждый телескоп ΔE-детекторов состоит из

2 тонких прямоугольных пластинок пластикового сцинтиллятора

$$(\Delta x \times \Delta y \times \Delta z) = (1 \times 46 \times 100) \text{ мм}^3.$$

- **В одном телескопе** ближняя к мишени пластинка расположена по оси X от $(0.5D+30 \text{ мм})$ до $(0.5D+31 \text{ мм})$ [где D – диаметр мишени], по оси Y от -23 мм до $+23 \text{ мм}$ по оси Z от 0 до 100 мм , а следующая за ней пластинка этого же телескопа смещена параллельно по оси X на $+2 \text{ мм}$.

- **Во втором телескопе** пластинки расположены зеркально симметрично относительно оси x .

Все пластинки находятся в упаковке

- толщиной 0.5 мм из тефлона
- непрозрачной для света бумаги

Пластинки просматриваются каждая со своего узкого торца **отдельным ФЭУ-143**.

Используются **управляемые делители** в схемах питания ФЭУ для снижения искажений из-за большой загрузки во время импульсов пучка.

Мы остановились на варианте,

в котором в сборках **радиатор и мишень**, расположены вплотную друг к другу, что даёт максимально достижимые потоки тормозных γ -квантов, образуемых и в самих мишенях, но в основном в **Ta**- радиаторе с толщиной

$$t_{\text{Ta}} = 1 \text{ мм} \approx X_0/4$$

(близкой согласно нашим расчетам к оптимальной, X_0 – радиационная длина для Ta).

Здесь пренебрежимы вклады электроядерных реакций.

Тормозные γ -кванты. Образующиеся в мишенях ядра ^{12}B и ^{12}N

Модельные **расчеты** проводились для «игольчатого» пучка электронов с $E \cong 55$ МэВ, падающих по оси Z на радиатор.

В этих условиях реализуется следующая **качественная картина идущих процессов**:

- Пучок электронов образует на выходе радиатора пучки *тормозных γ -квантов и остаточных электронов*.
- Из-за потерь энергии и рассеяния электронов при прохождении сборки (радиатор + мишень) у электронов и испускаемых ими тормозных γ -квантов появляются существенные **искажения** их энергетических спектров и распределений по углам по отношению к оси Z .
- Однако на выходе из радиатора, благодаря довольно низкой величине t_{Ta} , имеются сравнительно **малые смещения по X и Y** , которые затем **нарастают** в мишени по мере роста Z .

Области, занимаемые в мишени эффективными границами потока тормозных γ -квантов и образуемых ими ядер ^{12}B и ^{12}N , *видоизменяются* от усечённого конуса в начальной (по пучку) части мишени до цилиндра с диаметром мишени.

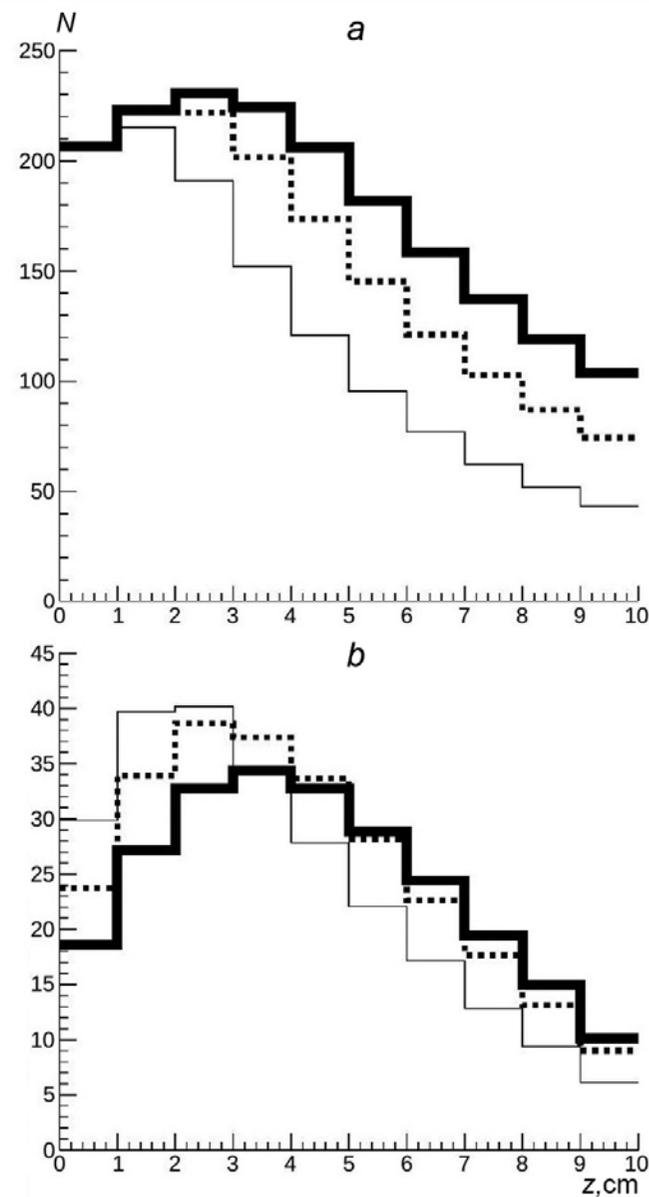
(Характеристики этой качественной картины обретают свои количественные значения в проведённых нами модельных расчётах.)

Тормозные γ -кванты. Образующиеся в мишенях ядра ^{12}B и ^{12}N

Мишени NH_4NO_3 - с диаметрами (10; 15; 20) мм (сплошные тонкие-10мм, прерывистые полужирные-15мм, сплошные жирные - 20мм). Расчет с модельными сечениями для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$.

Распределения по Z ядер ^{12}B , **образованных** за 1 импульс пучка.

Распределения по Z ядер ^{12}B от 1 импульса пучка, **зарегистрированных** с помощью *двух телескопов ΔE -детекторов*.

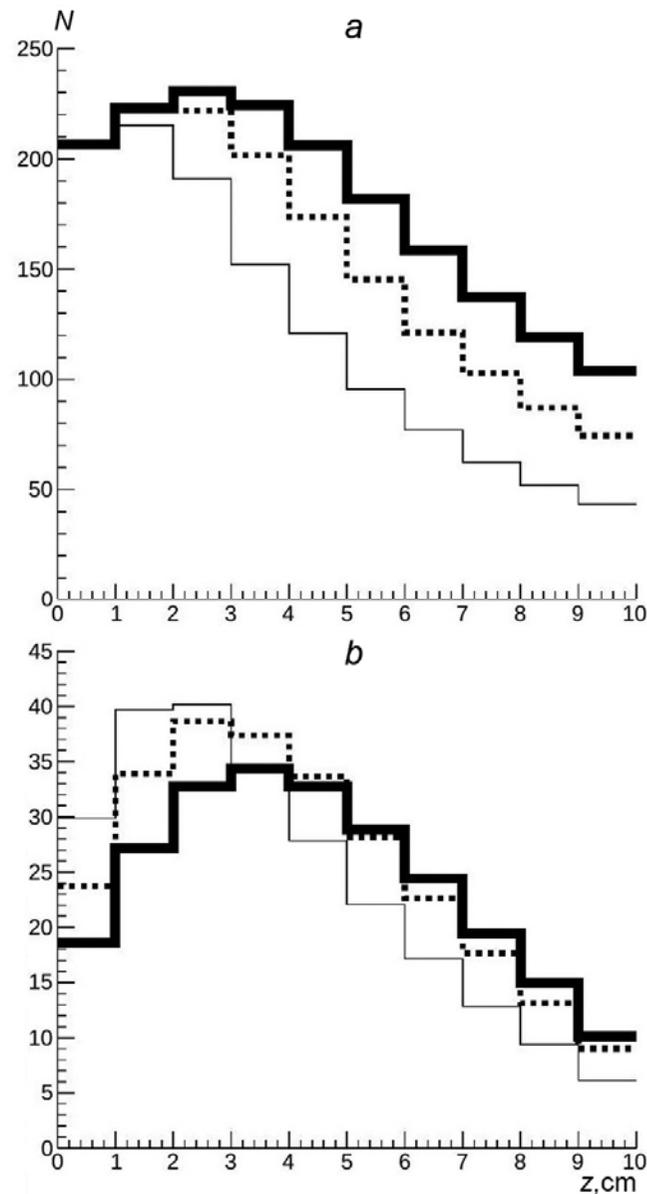


Тормозные γ -кванты. Образующиеся в мишенях ядра ^{12}B и ^{12}N

При росте Z в начале мишени наблюдается рост образования искомым ядер до $Z \approx 2-3$ см на (5–10)% из-за нарастания потока дополнительных тормозных γ -квантов, генерируемых в мишени примесью в облучающем пучке прошедших радиатор электронов.

Далее с ростом Z идёт спад образования этих ядер (здесь в конце мишени по сравнению с её началом до (25–50)% тоже в зависимости от диаметра мишени) по причине превалирования ослабления с ростом Z потока тормозных γ -квантов из-за ухода последних через бока мишени и поглощения внутри неё.

Из-за того, что эффективность регистрации актов распадов образующихся ядер максимальна по Z для середины мишени и спадает почти вдвое на её краях, появляются соответствующие дополнительные спады актов регистрации на краях интервала по Z .



Образуемые в мишенях ядра ^{12}B и ^{12}N

Расчет по модельным сечениям для реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$.

Суммарные числа ядер ^{12}B и ^{12}N , образуемых за 1 импульс пучка в NH_4NO_3 -мишенях с диаметрами (10; 15; 20) мм,
и число актов распада этих ядер, регистрируемых двумя телескопами детекторов

Диаметр NH_4NO_3 -мишени, мм	10	15	20
Число ядер ^{12}B , образуемых в мишени за 1 импульс пучка	1188	1528	1764
Число зарегистрированных актов распада ядер ^{12}B за 1 импульс пучка	236	255	241
Число ядер ^{12}N , образуемых в мишени за 1 импульс пучка	737	941	1068
Число зарегистрированных актов распада ядер ^{12}N на 1 импульс пучка	148	163	157

Образуемые в мишенях ядра ^{12}B в реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)$

Расчет по модельным сечениям и экспериментальным сечениям для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)$

Рассчитанные по модельным и экспериментальным сечениям для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)$ суммарные числа ядер ^{12}B , **образуемых** за 1 импульс пучка в графитовой мишени с $D = (10; 15; 20)$ мм, а также актов распада этих ядер, **регистрируемых** 2 телескопами ΔE -детекторов

Диаметр графитовой мишени D , мм	10	15	20
Число ядер ^{12}B , образуемых в мишени при модельном сечении реакции	14281	17490	22000
Число регистраций распада ядер ^{12}B при модельном сечении реакции	2632	2709	2498
Число ядер ^{12}B , образуемых в мишени при экспериментальном сечении реакции	133218	173186	207771
Число регистраций распадов ядер ^{12}B при экспериментальном сечении реакции	24546	25495	23596

Тормозные γ -кванты. Образующие в мишенях ядра ^{12}B и ^{12}N

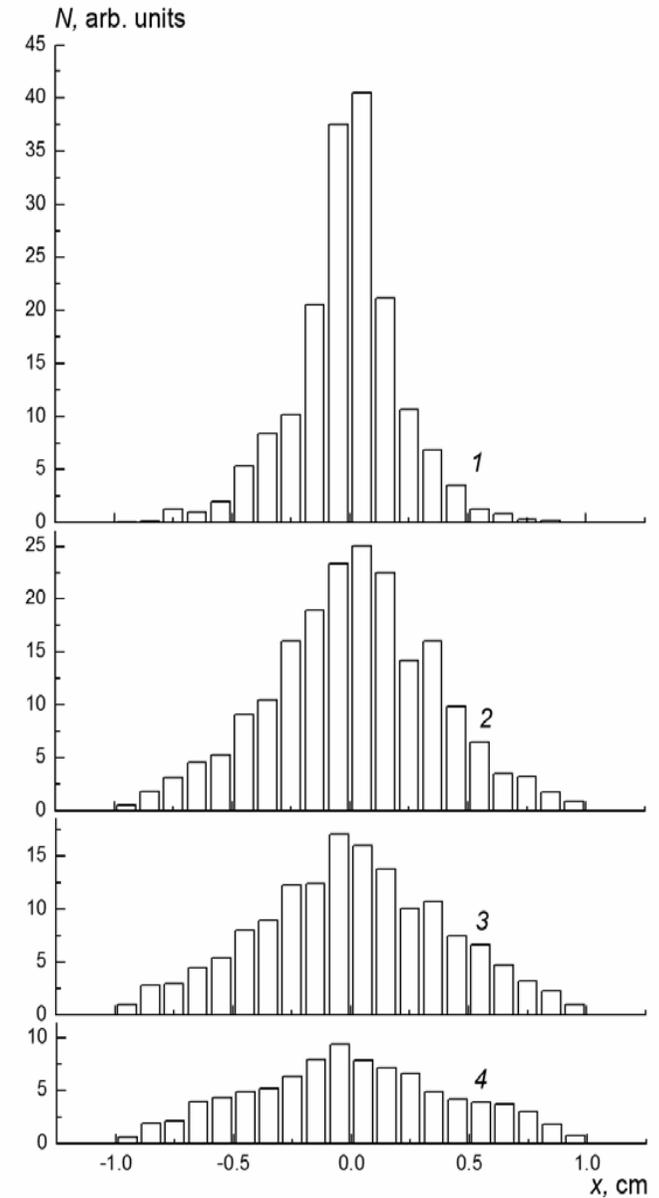
Рассчитанные распределения по X ядер ^{12}B , образующих за 1 импульс пучка в NH_4NO_3 - мишени с диаметром 20 мм для 4 интервалов по Z :

$1 \text{ см} < Z \leq 3 \text{ см}$

$3 \text{ см} < Z \leq 5 \text{ см}$

$5 \text{ см} < Z \leq 7 \text{ см}$

$7 \text{ см} < Z \leq 9 \text{ см}$



Представленные результаты расчётов

- **согласуются** с приведёнными выше качественными соображениями
- дают **количественные уточнения**, нужные для оптимизации параметров пучка, состава и геометрических параметров всех элементов установки, предлагаемой для проведения рассматриваемых в настоящей работе измерений.

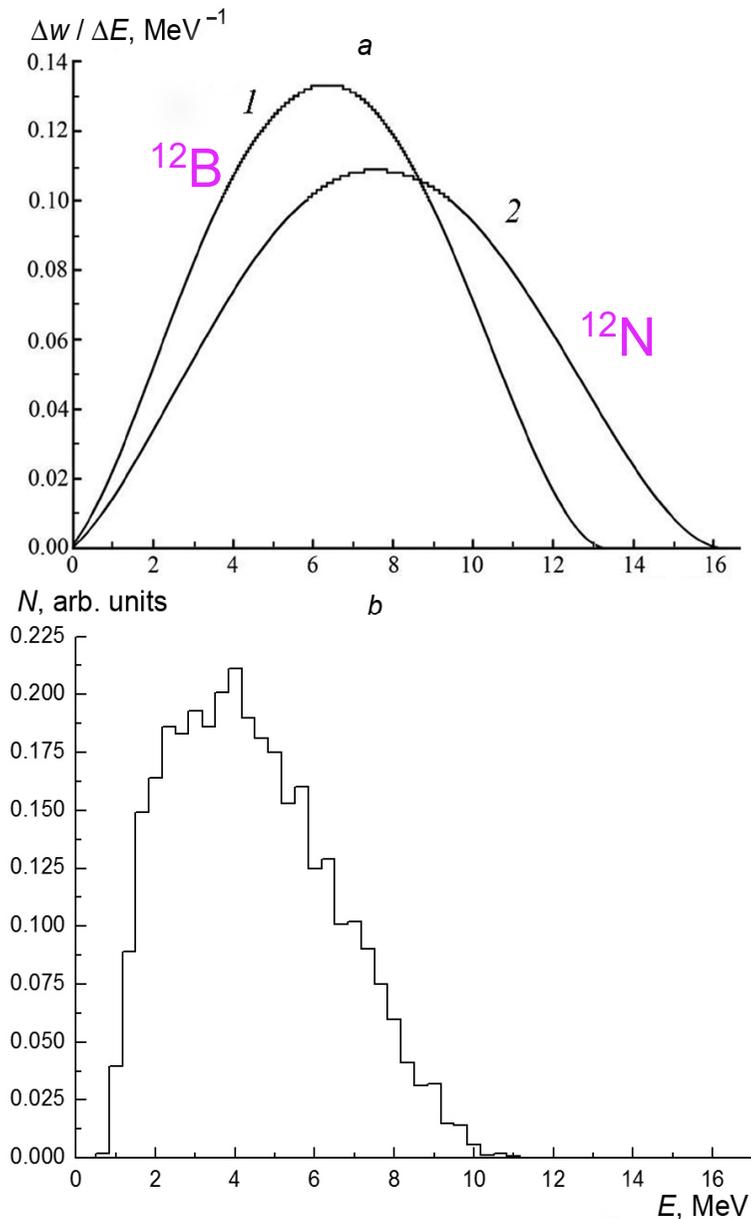
Из результатов следует:

- выбранная **длина облучаемых мишеней** близка к оптимальной
- для указанных **NH_4NO_3 и графитовых мишеней** оптимальные диаметры ≈ 15 мм
- средняя эффективность регистрации актов распадов искомым ядрам двумя телескопами ΔE -детекторов $\sim (15-17)\%$

Регистрация (^{12}B , ^{12}N)- распадов телескопами ΔE - детекторов

Плотности вероятности испускания β - частиц на один акт распада $\Delta w/\Delta E$ в зависимости от E .

Рассчитанное нами распределение энергий E для изотропно испускаемых β -частиц от распадов ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 -мишени с *диаметром* 20 мм при их регистрации телескопами ΔE -детекторов (с учетом потерь энергии и рассеяния таких β -частиц в мишени и по пути до первых ΔE -детекторов этих телескопов). Наблюдаются существенное **уменьшение** энергии **регистрируемых** β -частиц, соответствующей максимуму распределения их по энергиям E , а также появление у этого распределения значительного **обогащения** области энергий ниже указанного максимума.



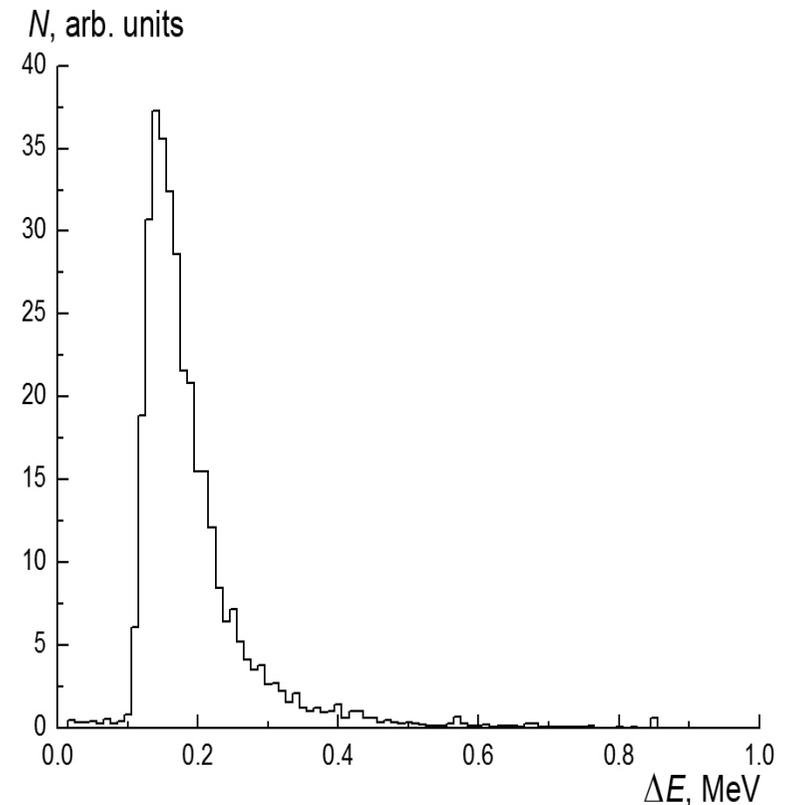
Регистрация (^{12}B , ^{12}N)- распадов телескопами ΔE - детекторов

Рассчитанное распределение ΔE потерь энергии β - частицами от распадов ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 мишени с диаметром 20 мм и зарегистрированных в одном пластиковом сцинтилляторе.

Отсюда следует: **введение дискриминации** для амплитуд импульсов с ΔE -детекторов существенно для подавления фона.

Наиболее **опасным** представляется **фон электронов**, образуемых фоновыми тепловыми нейтронами при их радиационных захватах с последующим образованием γ -квантами электронов (позитронов).

Но: даже если этот фон сопоставим с ожидаемым эффектом, в процессе измерений он может **экспериментально** определяться и учитываться при обработке результатов измерений, как это, например, осуществлялось нами при поисках короткой компоненты в образуемых при фотоделении ядер ^{238}U запаздывающих нейтронов, измеряемых во временных интервалах между импульсами пучка ЛУЭ.



- Для последующей разработки на **РМ-55** рассматриваемой задачи нужны аккуратные **фоновые измерения** с телескопами ΔE -детекторов в сопоставлении с результатами проведенных в данной работе модельных оценок.
- Надо указать, что у рассмотренной методики **есть резервы** при введении дополнительных располагаемых симметрично по отношению к оси z (1–3) пар телескопов ΔE -детекторов.
- **В дальнейшем** желателен перенос экспериментов на импульсные ускорители электронов, имеющие значительно бóльшие уровни числа ускоренных электронов в импульсе пучка и способные обеспечивать энергию падающих на мишени электронов в широком диапазоне, для извлечения данных **не только о выходах, но и о сечениях** исследуемых реакций.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!