

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



Л.З. Джилавян

Проект измерений на ЛУ-50
выходов реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$

препринт
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН
1400/2015
МАРТ 2015

МОСКВА 2015 MOSCOW

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



Л.З. Джилавян

Проект измерений на ЛУ-50
выходов реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН

1400/2015

МАРТ 2015

МОСКВА

2015

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences
60-th October Anniversary prospect 7a,
Moscow 117312, Russia

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук
проспект 60-летия Октября, 7а
Москва, 117312

Л.З. Джилаван

Проект измерений на ЛУ-50
выходов реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$

Для реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, используемых в разрабатываемом фотоядерном методе обнаружения скрытых взрывчатых веществ, составлен проект измерений выходов реакций на импульсном ускорителе электронов ЛУ-50.

Л.З. Джилаван

Проект измерений на ЛУ-50
выходов реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$

Препринт 1400/2015

Март 2015

Подписано в печать 10.03.2015

Ф-т 60x84/8. Уч.-изд.л. 0,5. Зак. 22348 Тираж 75 экз.

Бесплатно

Печать цифровая
Издательский отдел

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а

ISBN 978-5-94274-287-4

© Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук, 2015
Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences, 2015

1. Формулировка задачи

Разрабатываемый фотоядерный способ обнаружения скрытых взрывчатых веществ [1-6] основан на использовании реакций:

$$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N} \quad (E_{thr} \cong 30.6 \text{ МэВ}; \text{ для } ^{12}\text{N } \beta^+ \text{-распад, } T_{1/2} \cong 11.0 \text{ мс, } E_{\beta \text{ max}} \cong 16.3 \text{ МэВ [7, 8]),} \quad (\text{I})$$

$$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B} \quad (E_{thr} \cong 25.1 \text{ МэВ}; \text{ для } ^{12}\text{B } \beta^- \text{-распад, } T_{1/2} \cong 20.2 \text{ мс, } E_{\beta \text{ max}} \cong 13.4 \text{ МэВ [7, 8]),} \quad (\text{II})$$

где E_{thr} – пороги реакций (I) и (II), $T_{1/2}$ – периоды полураспада образуемых в реакциях (I) и (II) радиоизотопов ^{12}N и ^{12}B , $E_{\beta \text{ max}}$ – максимальные кинетические энергии испускаемых при распадах ^{12}N и ^{12}B β^+ - и β^- - частиц соответственно.

Для оценок количеств образуемых в фотоядерных реакциях радиоактивных ядер наряду с их сечениями $\sigma(E_\gamma)$ в зависимости от энергии падающих фотонов E_γ полезны также некоторые интегральные величины на основе $\sigma(E_\gamma)$. В такие интегральные величины, прежде всего, входит собственно интегральное сечение:

$$\sigma_{int}(E_{int}) \equiv \int_{E_{thr}}^{E_{int}} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \approx \sigma_{\text{max}} \times (E_2 - E_1), \quad (1)$$

здесь E_{int} – верхний предел интегрирования для сечения реакции; энергии падающих фотонов E_1 и E_2 (где $E_1 < E_2 < E_{int}$), такие, что $\sigma(E_\gamma = E_1) = \sigma(E_\gamma = E_2) = 0.5\sigma_{\text{max}}$, где σ_{max} – максимум сечения рассматриваемой реакции при некоторой энергии падающих фотонов E_{max} .

Кроме того, при работе с тормозными фотонами от падающих на элемент толщины радиатора dX_p электронов с кинетической энергией E_e полезна величина выхода рассматриваемой реакции в расчете на один падающий на радиатор электрон:

$$Y(E_e = E_{int}) \equiv \int_{E_{thr}}^{E_{int}} \Phi(E_\gamma, E_e) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (2)$$

где $\Phi(E_\gamma, E_{\gamma \text{ max}})$ – спектр в расчете на один падающий на радиатор электрон (в данном случае полный, то есть во все углы) испускаемых при этом из такого радиатора тормозных фотонов с верхней границей $E_{\gamma \text{ max}} = E_e = E_{int}$.

Для наших целей можно использовать грубое, но весьма удобное приближение для $\Phi(E_\gamma, E_{\gamma \max})$ [9]:

$$\Phi(E_\gamma, E_{\gamma \max}) dX_p \approx (X_{0p} E_\gamma)^{-1} dX_p, \quad (3)$$

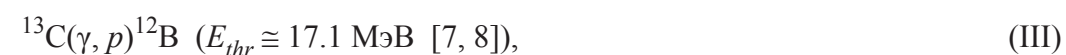
где X_{0p} – радиационная длина материала радиатора. В рамках этого приближения:

$$Y(E_e = E_{int}) dX_p \approx \frac{dX_p}{X_{0p}} \int_{E_{thr}}^{E_{int}} \frac{1}{E_\gamma} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \equiv \frac{dX_p}{X_{0p}} \sigma_{-1}(E_e) \quad (4)$$

Как следует из анализа данных [10, 11], у выходов фотоядерных реакций $Y(E_e = E_{int})$ и у величин $\sigma_{-1}(E_e)$ имеется важная черта: их зависимости от E_e по мере увеличения E_e после начального участка с монотонным и сравнительно крутым ростом (который приближенно можно рассматривать как линейный) выходят в область насыщения, где $Y(E_e = E_{int}) \approx Y_{satur}$ и соответственно $\sigma_{-1}(E_e) \approx (\sigma_{-1})_{satur}$.

Согласно выполненному в [12] анализу модельно-расчетных данных о сечениях реакций (I) и (II), а также ограниченных экспериментальных данных о выходах этих реакций [13, 14] для выяснения реалистичности и чувствительности фотоядерного метода обнаружения скрытых взрывчатых веществ, а также для оптимизации аспектов этого метода нужны экспериментальные данные о выходах реакций (I) и (II) при энергиях фотонов E_γ и верхних границах энергий тормозных фотонов E_e от порогов реакций до, по крайней мере, ~50 МэВ. В задаче можно ограничиться малым количеством значений таких энергий (скажем, до 10) и умеренно хорошим разбросом по энергии падающих электронов (скажем, ~нескольких %).

Необходимо отметить, что даже если по каким-то причинам (прежде всего, из-за ограничений пучковых возможностей на используемом ускорителе электронов) не удастся проводить измерения выходов реакций (I) и (II) во всем указанном диапазоне энергий E_e , то большой интерес представляет и определение абсолютных выходов реакций (I) и (II) только при $E_e \sim 50$ МэВ и даже только определение соотношений таких выходов как между собой, так и между ними и выходом при тех же условиях для важной фоновой реакции



для сечения которой имеются относительно хорошие данные измерений [15].

2. Пучковые возможности на ЛУ-50 для решения поставленной задачи

Таблица. Параметры выведенного повернутого пучка электронов на ЛУ-50

Величина	Значение
Ток электронов в импульсе пучка, А	10
Длительность импульса пучка, нс	10
N_e – количество электронов в импульсе пучка	$\sim 6.24 \times 10^{11}$
Номинальная ширина спектра ускоренных электронов на полувысоте, МэВ	от 38.5 до 50.5
Поперечные размеры пучка электронов, мм	$\varnothing 25$

Рассматриваемые эксперименты планируются в зале для повернутого налево пучка электронов (по его ходу) сразу после выхода из второй основной секции ЛУ-50. В согласии, в частности, с [16, 17] предполагаем, что пучок электронов после выходной фольги обладает параметрами, приведенными в Таблице. Предполагается, что для этих экспериментов ускоритель будет работать при малой частоте повторения импульсов (≤ 10 Гц). Необходим сравнительно прецизионный монитор заряда пучка электронов в его импульсе (с точностью, скажем, около нескольких процентов). При этом определенные сложности возможны из-за электромагнитных «наводок» от работы мощных импульсных устройств ЛУ-50. Предлагается начать эксперименты при номинальных указанных в Таблице параметрах пучка.

При развитии обсуждаемых исследований может представлять интерес следующее:

- А. Размещение на повернутом пучке дополнительных квадрупольных линз для возможности фокусировки пучка на радиаторе и фотоядерной мишени.
- В. Изучение возможностей сужения спектра используемого пучка электронов путем:
 - В.1. Установки (задействования?) анализирующей щели в плоскости симметрии поворотной трехмагнитной ахроматической системы.
 - В.2. Уменьшения влияния подгрузки пучком на спектр энергий выходного пучка электронов при введении возможности увеличения длительности импульса модулятора пушки до 300-400 нс (при увеличении длительности импульса модулятора магнетрона до проектной величины 1.4 мкс [16] и при сохранении полного заряда

электронов в импульсе их пучка, то есть при пропорциональном уменьшении импульсного тока пучка).

С. Изучение возможностей уменьшения энергии ускоренного пучка электронов.

3. Оценки удельной наработки ^{12}N и ^{12}B за один импульс пучка ЛУ-50

Проведем оценки $[N_{N-12} / (X_M \cdot \rho_M)]$ – удельного образования изотопа ^{12}N в реакции (I) в мишени с толщиной X_M и плотностью ρ_M для случая меламиновой мишени ($\text{C}_3\text{H}_6\text{N}_6$, радиационная длина $X_{0M} \times \rho_M \cong 40 \text{ г} \times \text{см}^{-2}$ (см. [9, 18]), плотность $\rho_M \cong 1.574 \text{ г} \times \text{см}^{-3}$ (проверить с учетом рыхлой гранулированной структуры!), молекулярный вес $M \cong 126.12 \text{ г} \times \text{моль}^{-1}$, среднее содержание в молекуле ядер ^{14}N есть $\eta = \eta_x \eta_n \cong 6$, где $\eta_x = 6$ – химическое содержание, $\eta_n \cong 1$ – изотопное содержание) под действием тормозных фотонов, образованных в радиаторе толщиной $X_p \cong 0.1 X_{0p} \sqrt{2}$ (см. об также ниже в разделе 5) падающими на радиатор электронами из их одного импульса, содержащего $N_e \approx 6.24 \times 10^{11}$ электронов, когда мишень полностью «охватывает» образуемый в радиаторе пучок тормозных фотонов. При этом исходим из полученного в [13] интегрального сечения реакции (I) $\sigma_{int}(E_{int} \approx 100 \text{ МэВ}) \approx 550 \text{ МэВ} \times \text{мкбн}$ и следующей из этого значения и из расчетной формы сечения из [12] величин $(\sigma_{-1})_{satur}$ и $\sigma_{-1}(E_e \approx 45 \text{ МэВ}) \approx 6 \times 10^{-30} \text{ см}^2$. Отсюда, предполагая, что $\frac{X_M}{X_{0M}} \ll \frac{X_p}{X_{0p}}$, имеем:

$$[N_{N-12} / (X_M \rho_M)] \approx N_e \times \frac{X_p}{X_{0p}} \times \sigma_{-1}(E_e \approx 40 \text{ МэВ}) \times N_A \times \frac{\eta}{M} \approx$$

$$[6.24 \times 10^{11} \times 0.1 \sqrt{2} \times 6 \times 10^{-30} \times 6.022 \times 10^{23} \times (6 / 126.12)] \text{ см}^2 \times \text{г}^{-1} \approx 1.5 \times 10^4 \text{ см}^2 \times \text{г}^{-1}, (5)$$

где $N_A \cong 6.022 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро. При этом согласно [14], проанализированной в [12], для образования в реакции (II) ядер ^{12}B можно ожидать даже большее значение.

4. Выбор способа регистрации актов реакций (I) и (II)

В принципе акты реакций (I) и (II) можно фиксировать, регистрируя на совпадения либо два нейтрона, либо два протона соответственно и исключая события с вылетом в прошедшей фотоядерной реакции еще каких-либо нуклонов (важно указать на наличие для обеих реакций фоновых реакций, близких к исследуемым по

своим порогам: для реакции (I) фоновая реакция $^{14}\text{N}(\gamma, p2n)^{11}\text{C}$ с $E_{thr} \cong 31.2 \text{ МэВ}$, а для реакции (II) фоновая реакция $^{14}\text{N}(\gamma, n2p)^{11}\text{B}$ с $E_{thr} \cong 28.5 \text{ МэВ}$). Методику такого типа использовали авторы [14] для измерения, в частности, выхода реакции (II) в их эксперименте с трековым газовым детектором, обладающим высоким пространственным разрешением, — камерой Вильсона в магнитном поле на синхротроне при энергии падающих на внутренний радиатор электронов $E_e \approx 90 \text{ МэВ}$, и при этом треки двух протонов и ядра отдачи подвергались стереоскопической фоторегистрации, а затем обработке с учетом измеряемых плотности ионизации, длины пробега, кривизны, углов разлета. Хотя, насколько известно, это пока не удалось осуществить, но для фиксирования актов реакции (I), казалось бы, можно было бы использовать регистрацию на совпадения в двух спектрометрах быстрых нейтронов, испускаемых из сравнительно тонкой мишени, окруженной тонким антисовпадательным детектором протонов, перекрывающем телесный угол, близкий к 4π . Тем не менее, надо признать, что для нас имеются серьезные препятствия использования таких методик:

- На ЛУ-50 с импульсом пучка, который короче на 2-2.5 порядка импульсов пучка на ускорителях электронов, не предназначенных для нейтронной спектроскопии, особенно велика роль случайных наложений.
- К сожалению, несмотря на значительные достоинства камер Вильсона для измерений выходов и сечений фотоядерных реакций на легких элементах, к настоящему времени из-за сравнительной сложности и громоздкости камер Вильсона и трудоемкости обработки получаемой на них трековой информации их использование прекратилось, а необходимая при этом «сумма технологий» в значительной степени утеряна.

Альтернативным путем фиксации актов реакций (I) и (II) является регистрация активности от образуемых в реакциях (I) и (II) короткоживущих радиоизотопов ^{12}N и ^{12}B . У этого пути можно рассмотреть два варианта: в первом активационном варианте используется регистрация в зависимости от времени испускаемых при распадах ^{12}N и ^{12}B самих β^+ - и β^- -частиц соответственно; во втором активационном варианте используется регистрация в зависимости от времени вторичных γ -квантов, обладающих большей проникающей способностью, чем β -частицы, что допускает использование более толстых мишеней [12], и возникающих при распадах ^{12}N и ^{12}B от:

- тормозного излучения, образуемого в мишени и ее оболочке β -частицами от распадов ^{12}N и ^{12}B ;

- аннигиляционного излучения затормозившихся в мишени и ее оболочке позитронов, испускаемых при β^+ -распадах ^{12}N ;
- излучения при девозбуждении возбужденных уровней ^{12}C (прежде всего, уровня 4.439 МэВ), заселяемых с вероятностями $\sim 10^{-2}$ при β -распадах ^{12}N и ^{12}B .

Первый активационный вариант с регистрацией β^+ -частиц от распадов ^{12}N с помощью магнитного спектрометра, настроенного на $E_{\beta^+} \approx 8$ МэВ и имеющего в фокальной плоскости два работавшие на совпадения счетчика Гейгера, был использован в [13] совместно с меламиновой мишенью, но при этом авторы [13] натолкнулись на ограничения достижимой статистической достоверности измеряемых малых выходов реакции из-за низкой достигнутой полной эффективности регистрации выделяемых спектрометром β^+ -частиц. Поэтому представляет большой интерес рассмотрение возможностей применения для регистрации испускаемых при распадах ^{12}N и ^{12}B β -частиц «совпадательных» ($\Delta E-E$)-детекторов со значительно увеличенной по сравнению с вышеупомянутым магнитным спектрометром полной эффективностью регистрации.

Тем не менее, для начального этапа измерений выбираем в качестве наиболее реалистичного активационный вариант с регистрацией в зависимости от времени вторичных γ -квантов, возникающих при распадах образуемых в мишенях радиоизотопов ^{12}N и ^{12}B . При этом предполагается использование сравнительно больших сцинтилляционных детекторов (например, отечественных NaI сцинтилляционных блоков «Лимон» $\varnothing 150$ мм и толщиной 100 мм), обеспечивающих высокую полную эффективность регистрации γ -квантов.

5. Регистрация γ -квантов от распадов образованных в мишенях ^{12}N и ^{12}B

Для регистрации вторичных γ -квантов надо использовать сцинтилляционные блоки, в которых ФЭУ «запираются» на несколько мс (с возможностью регулирования длительности этого диапазона) вокруг импульса пучка ЛУ-50 (см. об аналогичном «мертвом» диапазоне в [13]). При этом для детектирования β^+ -активности ^{12}N измеряются в зависимости от времени после импульса пучка скорости счета зарегистрированных как совпадений испускаемых в противоположные стороны по отношению друг к другу γ -квантов с энергией 511 кэВ от аннигиляции остановившихся позитронов, так и отдельных тормозных γ -квантов от позитронов по их пути в мишени и ее оболочке, а для детектирования

β^- -активности нарабатываемого радиоизотопа ^{12}B – только отдельных тормозных γ -квантов от электронов по их пути в мишени и ее оболочке.

Имеет смысл объединить радиатор и мишень так, что одна из стенок оболочки мишени играет роль радиатора для падающего пучка электронов из ЛУ-50, а для испускаемых при распадах ^{12}N и ^{12}B β -частиц и эта же стенка оболочки мишени, а также противоположная ей стенка оболочки мишени играют роли симметричных дополнительных радиаторов. Оболочка мишени представляет собой закрытый съемной крышкой цилиндрический стакан с внешним диаметром ~ 100 мм. Оболочка мишени изготавливается из никеля для уменьшения количества генерируемых в оболочке фотонейтронов, вызывающих часть образуемого в эксперименте фона. Толщины дна стакана, его стенок и крышки составляют $\sim 0.1X_0$ р, (для никеля ~ 1.5 мм [18]). Внутри закрытого стакана этой оболочки в его полость толщиной, скажем, $X_m \sim 10$ мм размещают либо гранулы меламина, либо диск из графита или полиэтилена, содержащий по толщине количество атомов углерода на 1 см^2 , близкое к имеющемуся в меламиновой мишени. Предполагается проведение отдельного эксперимента по измерению фона от фотоядерной реакции (III) в содержащемся в меламинах углероде. Кроме того, сопоставление результатов этого отдельного эксперимента с результатами эксперимента с меламиновой мишенью для активности ^{12}B позволит экспериментально определить абсолютную эффективность регистрации этой активности (и тем самым независимо проверить корректность расчетов абсолютных эффективностей регистрации активностей ^{12}B и ^{12}N , которые предполагается провести с использованием программ из библиотеки GEANT-4 [19]). Предполагается это мишенно-радиаторное устройство разместить в пучке электронов почти сразу после вывода пучка электронов через выходную фольгу из электропровода в левом (по ходу пучка электронов) зале ЛУ-50. При этом мишенно-радиаторное устройство располагается так, что его центр симметрии размещен на оси пучка электронов, а плоскости дна и крышки наклонены под 45° к оси пучка. На ось, проходящую через центр симметрии мишени и образующую с осью пучка в горизонтальной плоскости угол 90° , «нанесены» оси симметрии NaI-блоков, при этом расстояние от центра симметрии мишени до каждого NaI-блока составляет 75 мм. NaI-блоки закрыты со всех сторон (кроме входных) защитными блоками из Fe (лучше, может быть, из нержавеющей стали) и/или Pb со средней суммарной толщиной ~ 100 мм.

Литература

1. L.W. Alvarez. // Patent US 4756866: July 12, 1988.
2. S. Rosander and W.P. Trower. // Proc. of the Indo-Soviet Seminar on Microtrons (Indore, India, 1992). ISRN KTH / ALA / PR-92 / 3-SE (1992).
3. W.P. Trower. // Nucl. Instrum. Methods. B. 1993.V.79. P. 589.
4. E.A. Knapp, R.B. Moler, A.W. Saunders, and W.P. Trower. // Appl. Rad. Isot. 2000. V. 53. P. 711.
5. L.Z. Dzhilavyan, A.I. Karev, V.D. Laptev., and V.G. Raevsky. // In: Proc. of XII Intern. Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei "EMIN-2009", Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, 2010. P. 75.
6. Л.З. Джилавыян, А.И. Карев, В.Г. Раевский. // Известия РАН. Сер. физ. 2011, Т. 75, № 2. С.277.
7. Tables of Isotopes, 7th Edition. / Ed. C.M. Lederer and V.S. Shirley. New York: Wiley, 1978.
8. L.P. Ekstrom and R.B. Firestone. WWW Table of Radioactive Isotopes. LBNL Isotopes Project. LUNDS Universitet, 1999. <http://ie.lbl.gov/toi/>
9. B. Rossi and K. Greizen. // Rev. Mod. Phys. 1941. V. 13. P. 240.
10. E.G. Fuller and H.M. Gerstenberg, / Photonuclear Data – Abstract Sheets, 1955–1982, NBSIR 83-2742 (National Bureau of Standards, Washington, USA, 1983–1986), Vols. I–XV.
11. S.S. Dietrich and B.L. Berman. // At. Data Nucl. Data Tables 1988. V. 38. P. 199.
12. О.И. Ачаковский, С.С. Бельшев, Л.З. Джилавыян, Ю.Н. Покотиловский. Сечения реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ и эмиссия γ -квантов, электронов и позитронов из характерных мишеней при распадах ^{12}N и ^{12}B , образованных в этих мишенях. Препринт ИЯИ РАН, Москва (в печати).
13. W.K.H. Panofsky and D. Reagan. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 543.
14. А.Р. Комар, Я. Krzhemenek, and I.P. Yavor. // Nucl. Phys. 1962. V. 34. P. 551.
15. D. Zubanov, R.A. Sutton, M.N. Thompson, and J.W. Jury. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 1957.
16. Г.П. Антропов, Н.А. Архангелов, Б.В. Бехтеев, В.А., В.А. Бойко, Р.М. Воронков, Ю.Я. Глазунов, В.А. Даниличев, В.И. Демчишин, В.В. Доброхотов, Н.В. Завьялов, Ю.И. Ильин, В.И. Иньков, В.Н. Капалин, В.Л. Нога, В.А. Павлов, Ю.С. Павлов, В.И. Панин, В.С. Саушкин, Н.П. Ситников, В.Г. Смекалин, Ю.В. Соколов, Ю.А. Хохлов, А.М. Шмыгов. Мощный линейный ускоритель для нейтронной спектроскопии. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента, 1985, Вып. 2(23), стр. 3-5.
17. R.I. Ilkaev, V.T. Punin, and S.N. Abramovich. Russian Federal Nuclear Center Facilities for Nuclear Spectroscopy Investigations. In: Proceedings of the International Workshop "PHYSICS of ISOMERS", 2000, St. Petersburg, pp. 83-90.
18. S.M. Seltzer and M.J. Berger. // Nucl. Instrum. and Methods. B.1985. V. 12. P. 95.
19. GEANT-4. Version: geant4 9.5.0 (2nd December, 2011) // Physics Reference Manual.

Для заметок