

ПРЕПРИНТ **А. С. Белоусов, Е. И. Малиновский**

**Гамма - активность, возникающая
в мишенях под действием пучка
тормозного излучения.**

Москва 2008

А. С. Белоусов, Е. И. Малиновский

**Гамма - активность, возникающая в мишенях
под действием пучка тормозного излучения.**

Аннотация

В работе представлены результаты по изучению гамма - активных изотопов, образующихся при облучении пучком тормозного излучения синхротрона “Пахра” различных веществ: бериллия, алюминия, железа и латуни. Настоящая публикация является продолжением уже проводившихся измерений в область больших периодов полураспада, чем те, которые изучались на первой стадии исследований. Исследования проводились с целью выяснения возможностей получения источников для калибровки гамма - спектрометров низких энергий.

A. S. Belousov, E. I. Malinovski

**Gamma - radiation induced in the targets
by bremsstrahlung beam**

Abstract

The results of the investigation of gamma – emitting isotopes, produced by irradiation of different targets (Be, Al, Fe and brass) by the bremsstrahlung beam of the synchrotron PAKHRA are presented. This publication is the continuation of already done measurements into longer half-life decay region. The investigations was made for clearing up the possibilities of preparing sources for calibration of the low energy gamma-spectrometers.

1. Введение

В работе [1] приведены результаты изучения гамма-спектров мишеней, подвергшихся облучению пучком тормозного излучения ускорителя ПАХРА. Настоящая публикация представляет результаты второй части этой работы и является ее продолжением в область больших периодов полураспада, чем те которые изучались в первой части работы.

Основным источником наведенной активности в мишенях, облучаемых пучком тормозного излучения, являются фотоядерные реакции. Пучки тормозного излучения электронного синхротрона С-25Р «Пахра» образуются при взаимодействии ускоренных электронов с мишенями, расположенными внутри вакуумной камеры ускорителя. Выходящий через тонкое окошко из вакуумной камеры пучок тормозного излучения формируется далее свинцовым коллиматором, причем большая часть энергии пучка поглощается в коллиматоре [1]. В свинце, из которого изготовлен коллиматор, происходят фотоядерные реакции, в результате которых коллиматор становится радиоактивным. После окончания работы ускорителя коллиматор продолжает испускать электроны и гамма кванты, представляющие в течение некоторого периода времени определенную опасность для персонала, работающего в непосредственной близости от него.

Первоначально данная работа имела цель определить какие именно гамма-активные изотопы возникают в свинце и уровень наведенной гамма активности, однако впоследствии возникла необходимость определить какие гамма активные изотопы могут быть получены с помощью ускорителя **ПАХРА** с целью их последующего использования для калибровки физической аппаратуры, в частности гамма - спектрометров.

Облучение образцов проводилось в пучках тормозных фотонов при энергии электронов в ускорителе 650 – 850 МэВ. Металлические мишени, как правило, имели форму дисков диаметром 60 мм, толщиной 10 мм с круглым отверстием диаметром 15 мм по центру. Они устанавливались на торец свинцового коллиматора, формирующего пучок тормозного излучения ускорителя. Коллиматор находился на расстоянии 4 м от внутренней мишени синхротрона. На Рисунке 1 показан горизонтальный профиль пучка тормозного излучения, измеренный перед коллиматором по наведенной активности изотопа C^{11} .

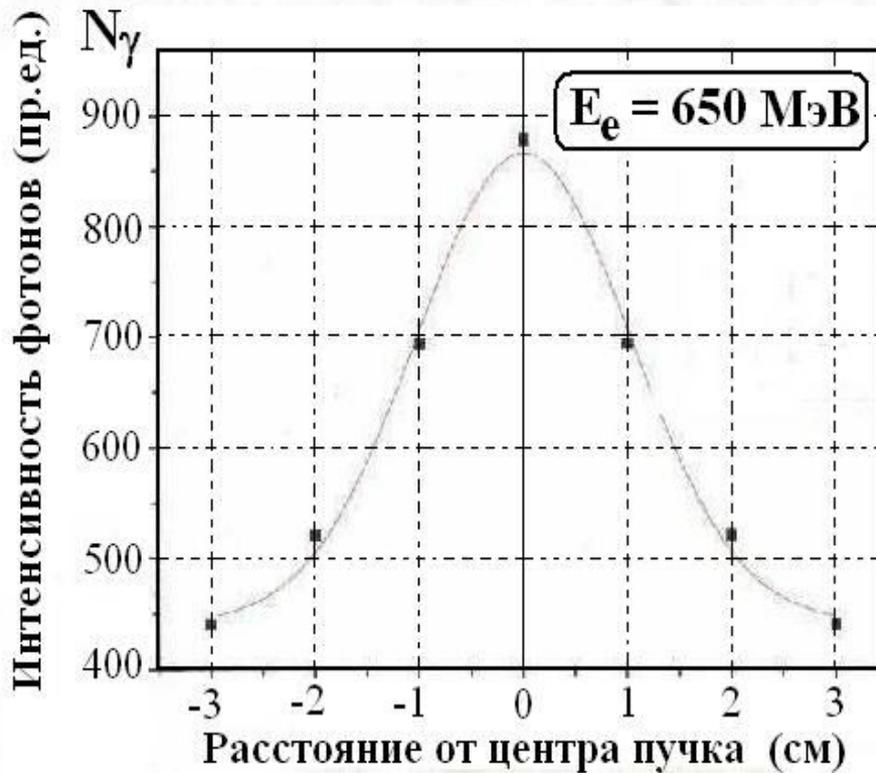


Рисунок 1. Горизонтальный профиль пучка тормозного излучения на торце коллиматора при энергии ускоренных электронов $E = 650$ МэВ.

Отверстие в коллиматоре имело диаметр 10 мм. При этом за счет отверстия в центре мишени не вносили искажений в спектр пучка, проходящего через коллиматор и используемого в других экспериментах. Из Рисунка 1 видно, что большая часть тормозных фотонов попадала в облучаемые мишени, а в отверстие коллиматора - лишь незначительная их часть.

2. Измерение наведенной активности.

Гамма излучение исследуемых образцов регистрировалось сцинтилляционным спектрометром с кристаллом NaI(Tl), имеющего размеры : 100 мм. в диаметре и 100 мм. высотой, установленным по центру фотокатода фотоумножителя ФЭУ-49. С анода фотоумножителя импульсы для измерения амплитуды сигнала подавались на многоканальный амплитудный анализатор

На рисунке 2 приведена калибровочная кривая спектрометрического тракта всей системы регистрации (включающая собственно спектрометр и анализатор), полученная при регистрации нескольких линий монохроматических фотонов: аннигиляционных фотонов ($E_{\gamma} = 0.51$ МэВ) и гамма излучения радиоактивного источника Na^{24} ($E_{\gamma} = 1.38$ МэВ и 2.76 МэВ).

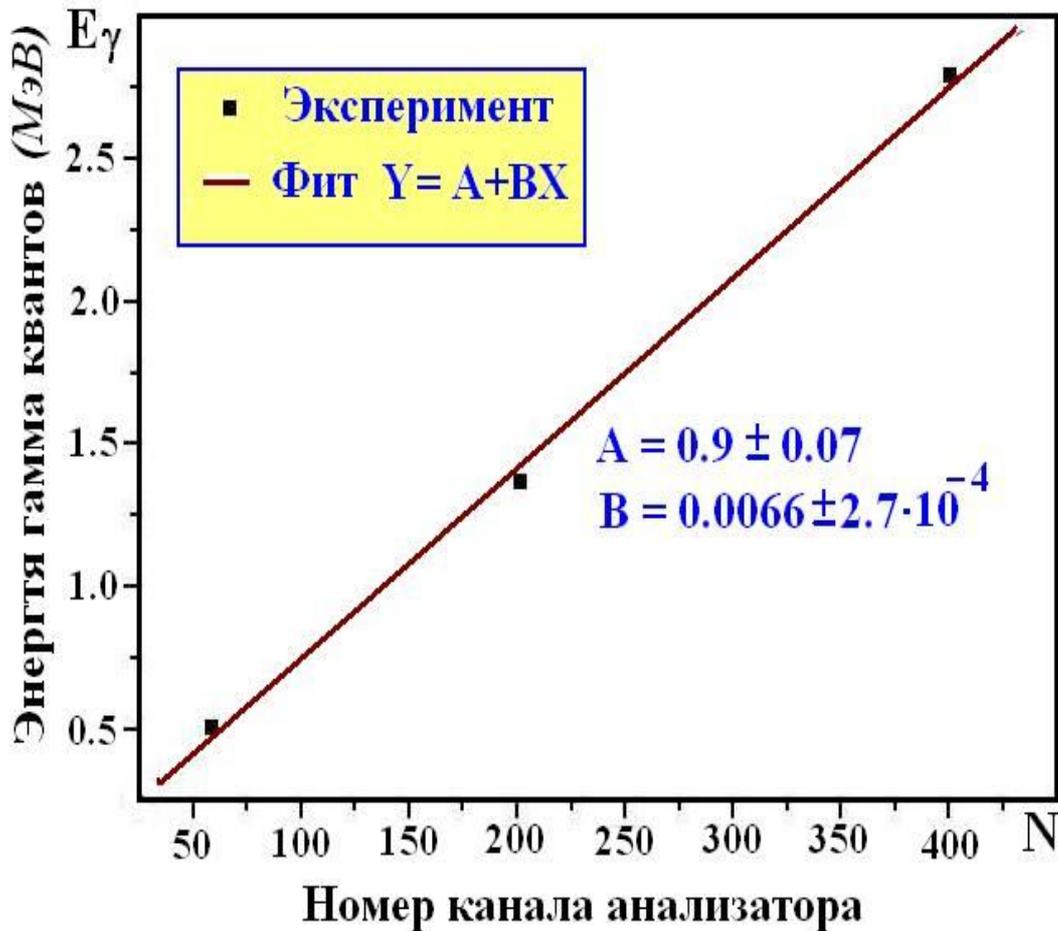


Рисунок 2. Калибровочная кривая \rightarrow - спектрометра, использовавшегося для регистрации спектров наведенной активности в мишенях.

1. 1. Латунная мишень

Латунная мишень отличается от медной наличием в своем составе атомов цинка. В работе [1] приводился гамма спектр медной мишени, имеющий две гамма линии $E_{\gamma} = 0.5$ и 0.8 МэВ. Соотношение амплитуд этих пиков менялось в течении первых нескольких дней: так через четыре дня после облучения пик, соответствующий фотонам с энергией $E_{\gamma} = 0.8$ МэВ, был меньше аннигиляционного пика, но уже через 5 дней пик с $E_{\gamma} = 0.8$ МэВ становится выше пика с энергией $E_{\gamma} = 0.51$ МэВ. В дальнейшем соотношение амплитуд этих пиков не изменяется, что позволяет предположить происхождение их от одного изотопа, а именно Co^{58} . Период полураспада его составляет $T_{1/2} = 72$ дня. Данный изотоп образуется в результате реакции $Cu^{63}(\rightarrow, 2p3n)Co^{58}$.

На рисунке 3 приведен гамма спектр латунной мишени. Облучение проводилось в течение 28 часов, а спектр испускаемых фотонов измерялся через 2 месяца после конца облучения.

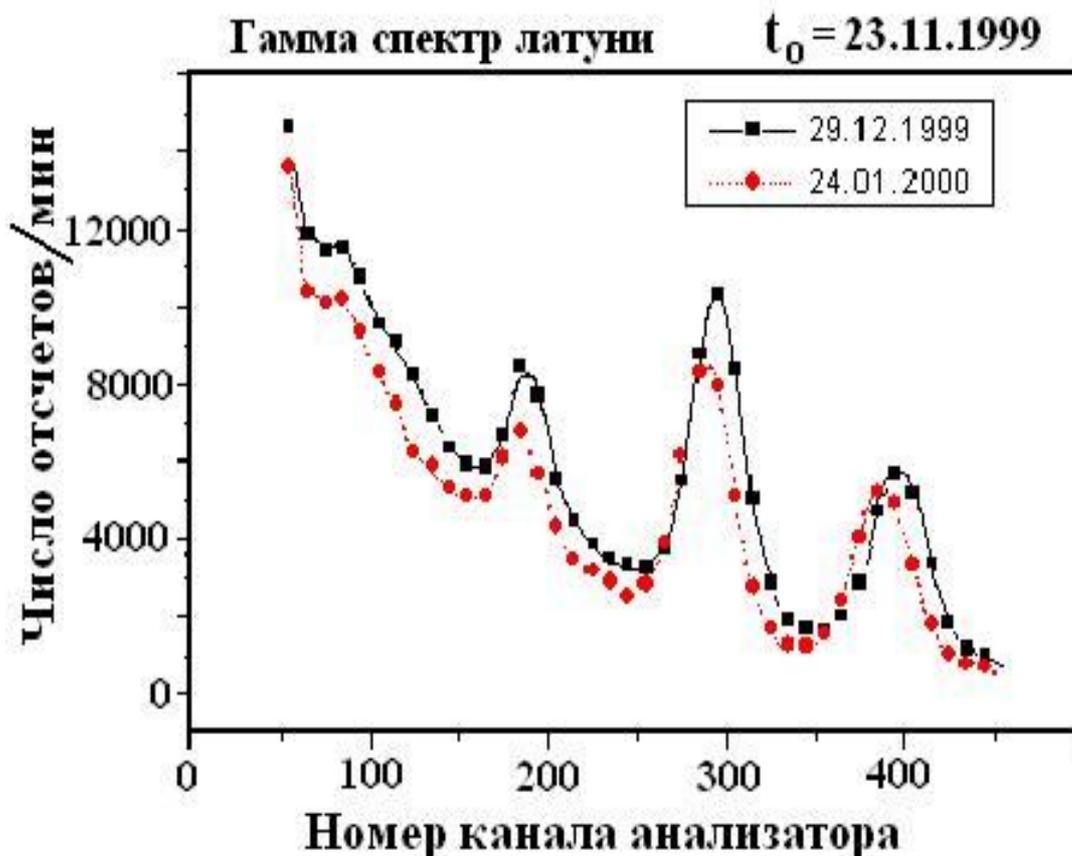


Рисунок 3. Спектры наведенной \rightarrow - активности в латунной мишени, измеренные через 36 и 61 дней после облучения

В спектре, приведенном на рисунке, можно видеть две вышеупомянутые линии, испускаемые атомами изотопа Co^{58} , и третью линию с энергией 1.1 МэВ, испускаемую атомами изотопа Zn^{65} , которой в спектре медной мишени не было. Возникновение этой линии обусловлено атомами цинка, содержащимися в латуни, за счет реакции $Zn^{66}(\rightarrow, n)Zn^{65}$. Период полураспада этого изотопа составляет $T_{1/2}=244$ дня [2].

1.2. Железо

На рисунке 4 показан гамма спектр мишени, изготовленной из стали, и облучавшейся в течение 87 часов. Измерения проводились через 3 недели после конца облучения, когда распался ряд короткоживущих изотопов. Приведенный на рисунке спектр содержит линию, соответствующую энергии 0.83 МэВ, которая обусловлена изотопом Mn^{54} , образующимся в реакции $Fe^{56}(\rightarrow, np)Mn^{54}$. Период полураспада этого изотопа составляет $T_{1/2}= 312$ дней [3].

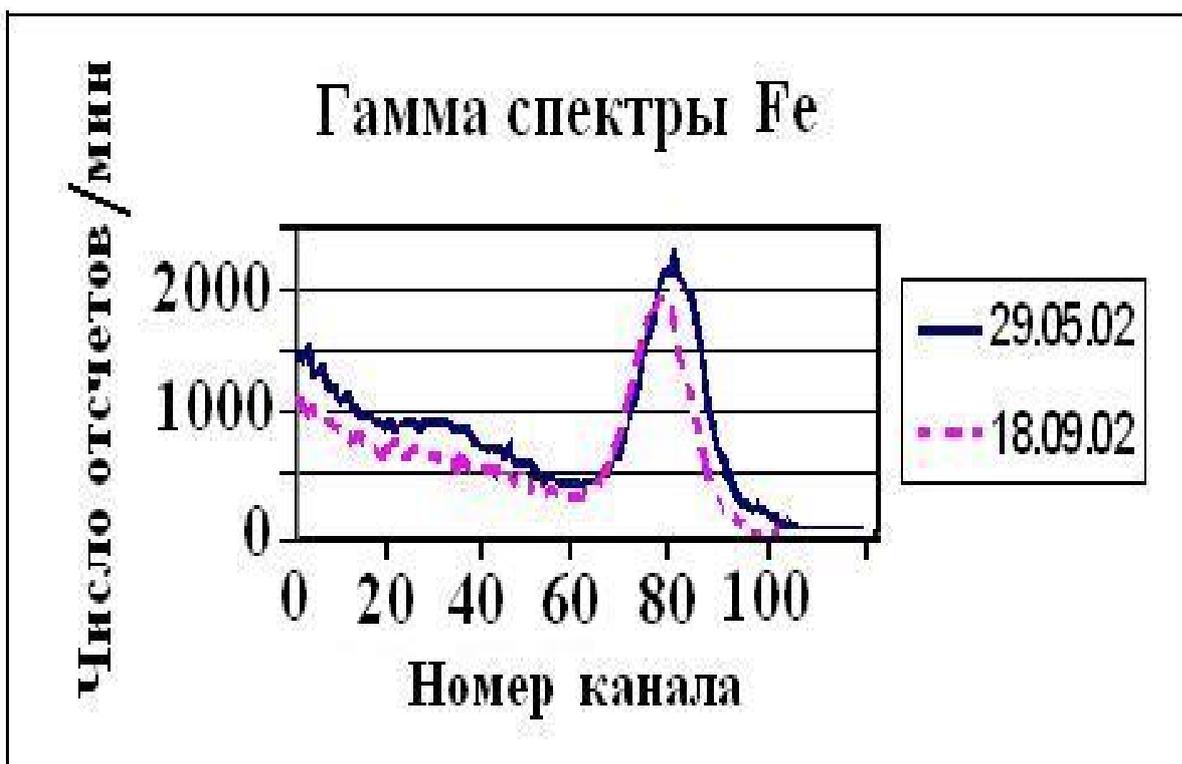


Рисунок 4. Гамма спектр железной мишени.

1.3. Алюминиевая мишень

В работе [1] было показано, что облучение алюминиевой мишени пучком тормозного излучения приводит к появлению в ней наведенной гамма активности, обусловленной изотопом Na^{24} с периодом полураспада равным 14.9 часа и испускающий гамма линии с энергиями $E_{\gamma} = 1.37$ и 2.75 МэВ. При более длительном облучении становится заметным накопление изотопа Na^{22} , того же самого, что был обнаружен ранее в мишени NaCl [1]. Его период полураспада составляет $T_{1/2} = 2.6$ года и он испускает гамма излучение с энергиями $E_{\gamma} = 0.51$ и 1.27 МэВ [4]. Первая из этих гамма линий является результатом аннигиляции позитронов от распада Na^{22} . Этот изотоп возникает в результате реакции $(\rightarrow, 2p3n)$ на Al^{27} . На Рисунке 5 показаны гамма спектры алюминиевой мишени через 6 месяцев после конца облучения.

1.4. Бериллий.

В некоторых экспериментах на пучках тормозного излучения для поглощения фотонов малых энергий (ужесточения спектра) в пучок ставят фильтры из легких материалов. Часто для этой цели используется бериллий.



Рисунок 5. Гамма спектр алюминиевой мишени

Было проведено измерение наведенной гамма активности в образце Ве размерами $5 \times 5 \times 7 \text{ см}^3$, который был взят из бериллиевого фильтра, облучавшегося в пучке тормозного излучения ускорителя ПАХРА. Результаты этого эксперимента показаны на Рисунке 6.



Рисунок 6. Гамма спектры бериллиевой мишени и мишени, содержащей в своем составе NaCl

Как видно из рисунка, в спектре две линии. Можно было ожидать, что за счет реакции $\text{Be}^9(\rightarrow, 2n)\text{Be}^7$ в мишени образуется изотоп Be^7 , который согласно литературным данным [5] испускает гамма излучение с энергией 0.447 МэВ с периодом полу-

распада $T_{1/2} = 53.3$ дня. Действительно, одна из наблюдаемых в спектре на Рис.6 линий по энергии близка к 0.48 МэВ, тогда как происхождение второй линии, энергия которой оказалась 0.84 МэВ, пока объяснить не удастся. Для сравнения на том же рисунке приведен спектр, полученный с мишенью NaCl, в которой после облучения в пучке тормозного излучения образовалась гамма активность, обусловленная изотопом Na^{22} с энергиями фотонов 0.51 МэВ и 1.27 МэВ.

3. Измерение активности мишеней.

Наведенная активность мишеней в γ С определялась по формуле, приведенной в работе [6]:

$$A = N_{\gamma} / 22.2 \cdot 10^5 \triangleright p_{\gamma} \varpi_{\phi},$$

где N_{γ} - зарегистрированный выход гамма квантов за 1 минуту,
 \triangleright - телесный угол (нашем случае $\triangleright = 0.5$ для всех источников),
 p_{γ} - число гамма квантов на распад.
 ϖ_{ϕ} – фотоэффективность спектрометра

Фотоэффективностью сцинтилляционного спектрометра называют отношение числа импульсов в пике спектра, обусловленном фотопоглощением, к числу гамма квантов, падающих на кристалл. Величина фотоэффективности зависит от энергии гамма квантов. В работе [7] приведены данные расчетов для кристаллов различной величины и разных энергий регистрируемых частиц, выполненные методом Монте Карло.

Величина фотоэффективности зависит от геометрии эксперимента. Поскольку наши измерения проводились в геометрии, отличавшейся от тех, для которых были получены расчетные данные, представлялось целесообразным определить фотоэффективность из экспериментальных данных. Как видно из приведенных в [7] результатов, зависимость фотоэффективности от энергии регистрируемых гамма квантов E можно представить в виде: $\varpi_{\phi} = AE^{-B}$. Параметры этой зависимости A и B могут быть определены из экспериментальных данных. Для определения величины B анализируется гамма спектр мишени, содержащий два пика, соответствующих двум гамма линиям в регистрируемом спектре. Существенно при этом, чтобы число гамма квантов обеих энергий было одинаково. Нами для этого был выбран гамма спектр изотопа Na^{22} (мишень NaCl). В этом случае нужно учитывать, что интенсивность линии с энергией фотонов $E_{\gamma} = 0.51$ МэВ вдвое больше интенсивности линии с $E_{\gamma} = 1.27$ МэВ. Логарифмируя вышеприведенное уравнение, получаем: $\log \varpi_{\phi} = \log A - B \log E$.

Зарегистрированный детектором выход гамма квантов $N_{\phi} = N_{\gamma} \varpi_{\phi}$. Отношение выходов гамма квантов двух энергий из данного спектра $N_{\phi 1} / N_{\phi 2} = \varpi_{\phi 1} / \varpi_{\phi 2}$. Эта величина определяется из экспериментальных спектров. Зная ее можно вычислить значение $B = \log(\varpi_{\phi 2} / \varpi_{\phi 1}) / \log(E_1 / E_2)$.

Для определения значения A нормируем величину фотоэффективности на 1 при энергии гамма квантов $E_\gamma = 0.25$ МэВ, т.к. из результатов моделирования следует, что эффективность регистрации фотонов с энергиями меньше 0.25МэВ равна 1. Тогда $\log A = B \log E$.

Для нашего спектрометра $\epsilon_\phi = 0.57 E^{-0.404}$. График этой зависимости приведен на Рисунке 7.

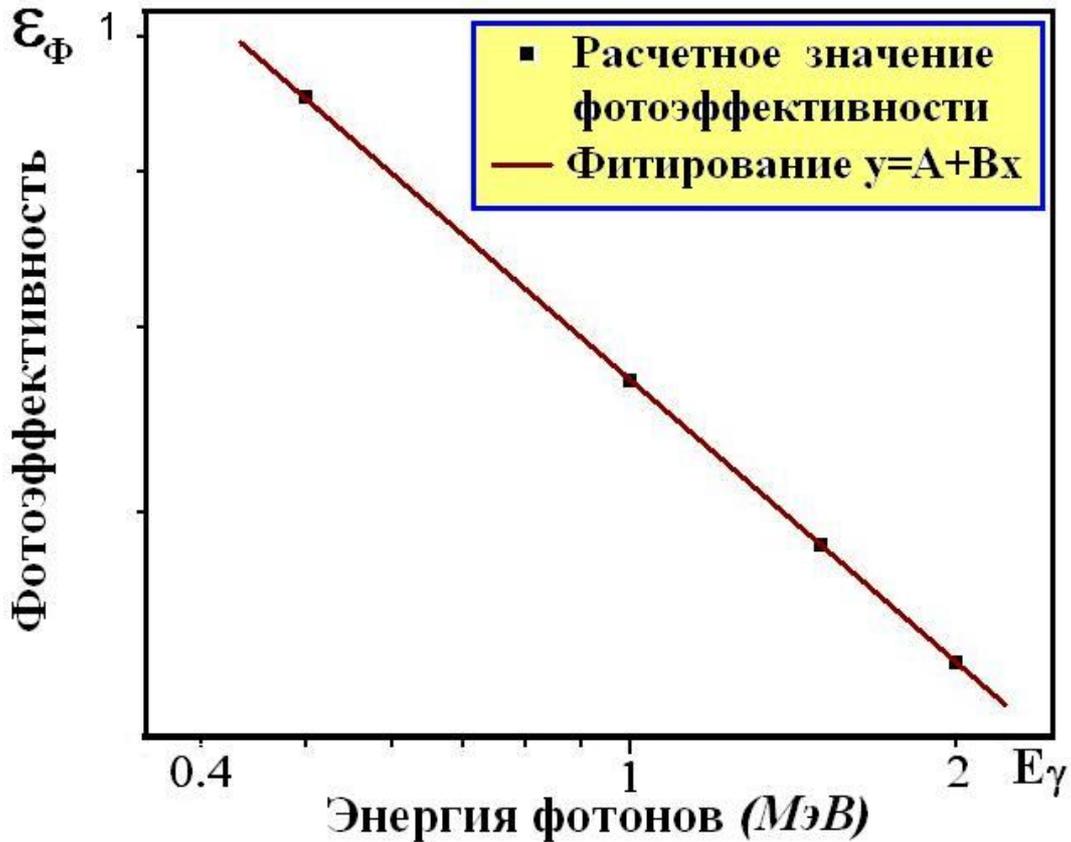


Рисунок 7. Фотоэффективность кристалла NaI(Tl) с размерами 100мм в диаметре и 100мм высотой.

4. Заключение.

Облучение мишеней пучком тормозного излучения при максимальной энергии $E_\gamma = 650$ МэВ позволяет получить гамма активные источники с временами жизни от 20 мин. (C^{11}) до 2.6 года (Na^{22}). Максимальная активность таких источников – активность в момент конца облучения. Наибольшая величина сечения фотоядерной реакции ∇ , соответствующая процессу $\gamma \rightarrow n$, достигает 10 mb для легких ядер и сотен миллибарн для тяжелых ядер. Это соответствует максимальным значениям наведенной гамма активности от $\sim 10^5$ расп/сек для легких ядер до $\sim 10^7$ расп/сек для области тяжелых ядер. Диа-

пазон энергий наведенного гамма излучения в образцах лежит от 0.28 МэВ (Pb^{203}) до 2.76 МэВ (Na^{24}).

Оптимальная геометрия мишени для получения максимальной наведенной активности представляет собой диск с отверстием в центре диаметром 15 мм и наружным диаметром 60 мм. Толщина мишени может быть до $2X_0$, чтобы не было существенного самопоглощения. Такая мишень может облучаться перед коллиматором, используя до 80% интенсивности пучка и не мешая проведению экспериментов с пучком за коллиматором.

5. Литература

1. А.С.Белоусов, Е.И.Малиновский
Препринт ФИАН № 64, 1999г.
2. M.R.Bhat
Nuclear Data Sheet 69, 209 (1993)
3. Huo Junde
Nuclear Data Sheet 68, 887 (1993)
4. P.M.Endt
Nuclear Physics A521, 1 (1990)
5. F.Ajzenberg-Selove
Nuclear Physics A490, 1 (1988)
6. Измерение активности источников бета- и гамма- излучений
В. Бочкарев, И. Керим-Маркус, М. Львова, Я. Пруслин
Издательство АН СССР, Москва 1953 г.
7. Практические методы сцинтилляционной гамма спектрометрии.
Н.А. Вартанов и П.С. Самойлов
Атомиздат, Москва 1964 г.