

УДК 539.17

ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ВЫХОДЫ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

© 2019 г. С. С. Бельшев¹, Л. З. Джилавян²*, К. А. Стопани³

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 01.10.2018 г.

После доработки 15.10.2018 г.

Принята к публикации 19.11.2018 г.

Сопоставляются наиболее употреблявшиеся при изучении фотоядерных реакций представления дифференциальных по энергии фотонов сечений образования электронами в радиаторах тормозных фотонов и полных (во все углы) спектров таких фотонов. Для характерных модельных сечений реакций $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)$ (предлагаемой для получения ^{67}Cu в ядерной медицине) и $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ с $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ (предлагаемых для обнаружения скрытых взрывчатых веществ) сопоставляются выходы и сечения на эквивалентный квант, использующие свертки таких спектров фотонов с этими сечениями реакций.

DOI: 10.1134/S0367676519040069

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее доступным интенсивным источником реальных фотонов с энергиями, интересными для исследований фотоядерных реакций в области гигантских резонансов в атомных ядрах (ГР) и выше, является немеченое тормозное излучение электронов в аморфных мишенях-радиаторах. К сожалению, спектры таких фотонов далеки от монохроматических и являются сплошными и спадающими с ростом энергии фотонов. К тому же при расчетах таких спектров имеются серьезные проблемы, в особенности при энергиях фотонов вблизи их границ. Но от немеченых тормозных фотонов от электронов в исследованиях фотоядерных реакций трудно отказаться, в особенности в случаях реакций с малыми сечениями, для которых даже приходится размещать радиаторы и фотоядерные мишени близко друг к другу с практически полным охватом потока образующихся тормозных фотонов.

В данной работе проводится сопоставление наиболее употребляемых при фотоядерных исследованиях представлений полных (во все углы) дифференциальных по энергии фотонов сечений образования падающими электронами в мишенях-радиаторах тормозных фотонов и спектров их потоков. Кроме того, для характерных модельных сечений реакций $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{N}$

и $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{B}$ сопоставляются функции, использующие свертки рассматриваемых спектров тормозных фотонов с сечениями этих реакций, а именно: выходов реакций и сечений на эквивалентный квант.

1. ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ И СПЕКТРОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

При падении неполяризованных электронов на аморфную неполяризованную мишень-радиатор основным процессом, дающим реальные фотоны высокой энергии, является некогерентное тормозное излучение падающих электронов в полях атомных ядер и электронов вещества радиатора. Тормозное излучение электронов можно рассматривать как процесс, в котором начальный электрон, имеющий полную энергию E , сталкиваясь с неподвижным атомом радиатора, испытывает торможение в полях ядра атома и атомных электронов и излучает под неким углом θ фотон с энергией k , которая может принимать различные значения в диапазоне $0 < k \leq k_{\text{макс}}$. При этом конечный электрон, имеющий полную энергию E' , может вылетать под различными углами θ' . Здесь: θ и θ' — углы по отношению к направлению движения начального электрона; $k_{\text{макс}}$ — верхняя граница энергии испускаемых фотонов. Причем, ко-

гда тормозное излучение происходит в поле ядра атома, то, полагая это ядро бесконечно тяжелым, получаем $k = E - E'$, $k_{\text{макс}} = T \equiv E - \mu$ (где: T – кинетическая энергия падающего электрона; $\mu \equiv \approx 0.511$ МэВ – энергия покоя электрона). Если же тормозное излучение испускается в поле атомного электрона, то из-за отдачи последнего получаем $k_{\text{макс}} = \mu(E - \mu) / (E + \mu - \sqrt{E^2 - \mu^2}) \approx E - 1.5\mu$ [1]. Здесь рассматриваются сечения образования тормозного излучения, усредненные по направлениям спинов взаимодействующих заряженных частиц в начальных состояниях и просуммированные по всем направлениям их спинов и обоим направлениям поляризации испускаемого фотона в конечных состояниях.

Тормозное излучение электронов десятилетиями широко используется для экспериментов в области ГР (и выше). Казалось бы, сегодня при

описании тормозного излучения электронов для таких задач не следовало бы ожидать нерешенных проблем, но, к сожалению, это неверно.

В подавляющем большинстве экспериментальных фотоядерных работ, выполненных к настоящему времени с помощью тормозных фотонов полных сечений и спектров от аморфных радиаторов, в обработке полученных экспериментальных данных использовались простые аналитические выражения для сечений образования тормозного излучения электронов в полях атомных ядер $(d\sigma_{\tau-я}/dk)_{\text{Ш}}$. Эти сечения удалось получить с некоторым учетом экранирования поля ядра Л.И. Шиффу [2] путем интегрирования сечений Х.А. Бете и В. Гайтлера (см. в [3]), выведенных в борновском приближении для неэкранированного ядра и пропорциональных Z^2 (здесь Z – атомный номер радиатора):

$$\left(\frac{d\sigma_{\tau-я}}{dk}\right)_{\text{Ш}} = 2\alpha Z^2 (r_0)^2 \frac{1}{k} B \equiv 2\alpha Z^2 (r_0)^2 \frac{1}{k} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E'}{E}\right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{E'}{E}\right) \right] \left[1 + \left(\ln \left(\left(\frac{C}{\sqrt[3]{Z}}\right)^2 \frac{b^2}{1+b^2} \right) \right) - \frac{2}{b} \arctg b \right] + \left(\frac{E'}{E}\right) \left[\frac{2}{9} - \frac{8}{3b^2} + \left(\frac{2}{b^2} \ln(1+b^2)\right) + \frac{8-4b^2}{3b^3} \arctg b \right] \right\}, \quad (1)$$

где: $\alpha \equiv (1/137)$ – постоянная тонкой структуры; $r_0 \equiv \approx 2.818 \cdot 10^{-13}$ см – “классический радиус” электрона; $b = \frac{2EE'\sqrt{Z}}{C\mu k}$; $C = \frac{183}{\sqrt{e}} \equiv 111$.

Кроме сечения образования тормозного излучения падающими на радиатор электронами в поле ядра атома, нужно учитывать сечение в полях каждого из атомных электронов, которое, согласно [3, 4], для интересующих нас энергий E близко к тормозному излучению электронов в полях ядер атомов, имеющих $Z = 1$. Имеет смысл выразить сечения образования тормозного излучения в расчете на атом $(d\sigma_{\tau}/dk)$ через сечения $(d\sigma_{\tau-я}/dk)$ путем замены множителя Z^2 на $Z(Z + \eta)$. Приближенно $\eta = 1$ для рассматриваемых сечений при всех значениях E и k [3, 4].

Несмотря на то, что сечения Л.И. Шиффа [2] явились важным шагом при проведении фотоядерных исследований в области ГР, к корректности этих сечений есть целый ряд весьма обоснованных претензий (см. подробнее об этом в [5], там же можно найти ссылки на соответствующие публикации других авторов). Эти претензии связаны с недостаточной точностью используемого борновского приближения, даже когда все величины E , E' , $k \gg \mu$, но особенно для граничных по k областей, и прежде всего, вблизи $k_{\text{макс}}$. Кроме того, желателен более аккуратный учет экранирования поля ядра и образования тормозного излучения падающими электронами в полях атомных электронов радиатора. В работе [5] С.М. Селцер и

М.Дж. Бергер предоставили для различных значений Z , E и k таблицы полученных ими значений сечений образования тормозного излучения в расчете на атом $(d\sigma_{\tau}/dk)_{\text{С-Б}}$, которые на сегодня можно рассматривать как наиболее разработанные и признанные (см., например, [6]) и имеющие существенные отличия от $(d\sigma_{\tau}/dk)_{\text{Ш}}$. Ранее в [7] были рассмотрены отношения $\xi(E, k, Z)$ этих сечений (см. рис. 1) и было предложено их приближенное описание:

$$\begin{aligned} \varepsilon(k, E, Z) &\equiv (d\sigma_{\tau}/dk)_{\text{С-Б}} / (d\sigma_{\tau}/dk)_{\text{Ш}} \approx \\ &\approx A_0 + A_1 \exp[-k/\mu a_1] + \\ &+ A_2 \exp[-(E - \mu - k)/\mu a_2] + \\ &+ A_3 \exp[-(E - \mu - k)/\mu a_3], \end{aligned} \quad (2)$$

где A_i ($i = 0; 1; 2; 3$) и a_j ($j = 1; 2; 3$) – плавные функции Z и $(E - \mu)/\mu$ и, в частности, для $Z = 74$ (W) и $(E - \mu) = 15$ МэВ: $A_0 \equiv 0.90$; $A_1 \equiv 0.059$; $A_2 \equiv 0.27$; $A_3 \equiv 1.362$; $a_1 \equiv 3.77$; $a_2 \equiv 2.97$; $a_3 \equiv 0.19$.

Спектр по энергии фотонов k полного (во все углы) потока тормозных фотонов, образуемых в элементе толщины dx_p радиатора, материал которого имеет атомный номер Z и радиационную длину $X_{\text{оп}}$, и на который падает N_e электронов с энергией E , есть:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\gamma}(k, E, Z)}{dk} dk dx_p &= N_e \frac{\rho_p dx_p}{M_p} N_A \frac{d\sigma_{\tau}(k, E, Z)}{dk} dk \equiv \\ &\equiv N_e \frac{\rho_p dx_p}{X_{\text{оп}}} \frac{dn_{\gamma}(k, E, Z)}{dk} dk, \end{aligned} \quad (3)$$

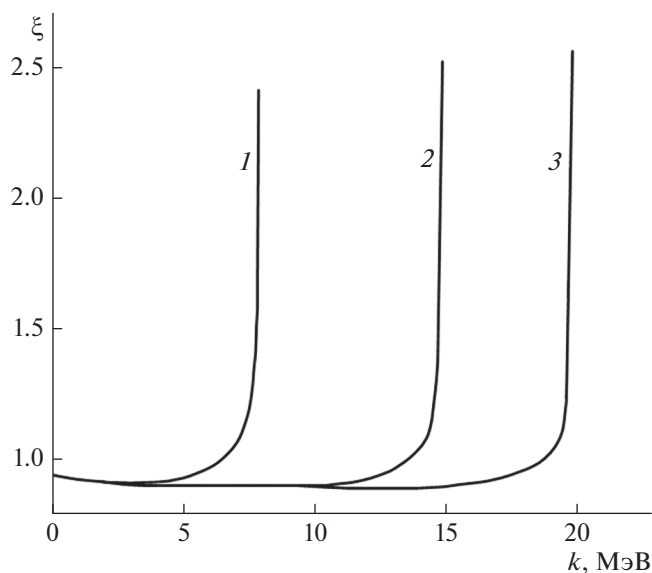


Рис. 1. Зависимости отношений $\xi = (d\sigma_T/dk)_{C-B} / (d\sigma_T/dk)_{Ш}$ от k для $Z = 74$ из [7]. Кривые 1, 2, 3 – для $(E-\mu) = 8, 15, 20$ МэВ соответственно.

где: ρ_p и M_p – плотность и молекулярный вес материала радиатора; N_A – число Авогадро; $\frac{dn_\gamma(k, E, Z)}{dk} = \frac{N_A X_{0p}}{M_p} \frac{d\sigma_T(k, E, Z)}{dk}$ – число образуемых тормозных фотонов с энергиями от k до $(k + dk)$, приведенное к одному электрону, падающему на элемент радиатора, толщина которого измеряется в радиационных длинах для материала этого радиатора.

Для случая представления $\left(\frac{d\sigma_T(k, E, Z)}{dk}\right)_{Ш}$ согласно Шиффу [2], имеем (см. (1) и [8]):

$$\begin{aligned} & \left(\frac{dN_\gamma(k, E, Z)}{dk}\right)_{Ш} dk dx_p = \\ & = N_e \frac{\rho_p dx_p}{M_p} N_A \left(\frac{d\sigma_T(k, E, Z)}{dk}\right)_{Ш} dk \equiv \\ & \equiv N_e \frac{\rho_p dx_p}{X_{0p}} \left(\frac{dn_\gamma(k, E, Z)}{dk}\right)_{Ш} dk = \quad (4) \\ & = N_e \frac{\rho_p dx_p}{M_p} N_A 2\alpha Z(Z + \eta)(r_0)^2 \frac{1}{k} B dk \approx \\ & \approx N_e \frac{\rho_p dx_p}{X_{0p}} \frac{1}{k} \frac{B}{2 \ln\left(\frac{183}{\sqrt[3]{Z}}\right)} dk, \end{aligned}$$

где X_{0p} – радиационная длина материала радиатора, причем в согласии с [8] имеем:

$$\frac{1}{X_{0p}} \approx 4\alpha \frac{N_A}{M_p} Z(Z + 1)(r_0)^2 \ln\left(\frac{183}{\sqrt[3]{Z}}\right). \quad (5)$$

Для радиаторов с большими Z , обычно используемыми при получения тормозных фотонов в экспериментальных исследованиях фотоядерных реакций, величины $[B/2 \ln(183Z^{-1/3})]$ в середине каждого из интервалов доступных значений k близки к 1. Так, для $Z = 74$ (вольфрам) для $E = 40\mu$ и $(k/E) = 0.5$ имеем $B/2 \ln(183Z^{-1/3}) \approx 0.8$ (см. также рис. 2, на котором представлены величины $k(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)$, для различных представлений сечений образования тормозных фотонов и соот-

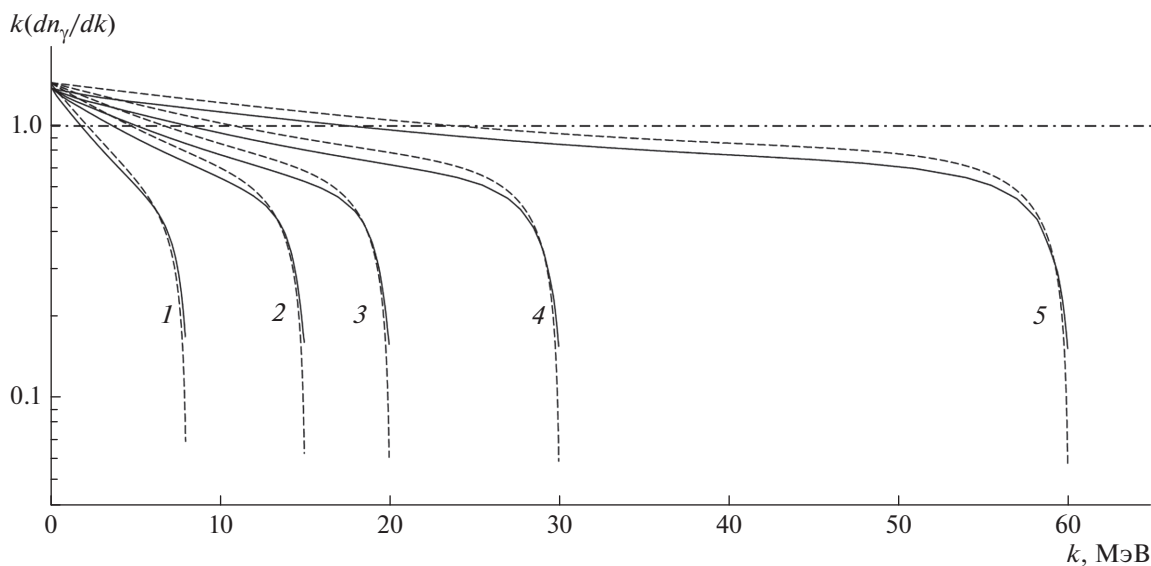


Рис. 2. Величины $k(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)$ в зависимости от k для $Z = 74$ (вольфрам). Пары кривых: 1, 2, 3, 4, 5 – для $(E-\mu) = 8, 15, 20, 30, 60$ МэВ соответственно. Использованы представления $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)$ согласно: Шиффу [2] (штриховые кривые); Селцеру и Бергеру [5] (сплошные кривые); приближению k^{-1} (штрихпунктир).

ветствующих спектров потоков этих фотонов). Это позволяет для величины $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)$ использовать следующее грубое приближение (см., например, [8, 9]):

$$\frac{dn_\gamma(k, E, Z)}{dk} \approx \frac{1}{k}. \quad (6)$$

2. СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ВЫШЕУКАЗАННЫМ ПРЕДСТАВЛЕНИЯМ СПЕКТРОВ ВЫХОДЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ

При работе с тормозными фотонами количество актов фотоядерной реакции определяется не прямо сечениями этой реакции, а интегральными зависимостями выхода реакции $Y(E-\mu)$ либо сечения на эквивалентный квант $\sigma_q(E-\mu)$, получаемых при свертке зависимости распределения сечений реакции $\sigma(k)$ с зависимостью, описывающей распределение тормозных фотонов по их энергиям k при различных энергиях падающих на радиатор электронов E .

Так, для мишени, практически полностью охватывающей поток тормозных фотонов, образуемых в элементе толщины радиатора $(\rho_p dx_p)/X_{0p}$, измеряемой в единицах радиационной длины материала радиатора, имеем для выхода реакции $Y(E-\mu)$:

$$Y(E-\mu) \frac{\rho_p dx_p}{X_{0p}} = \frac{\rho_p dx_p}{X_{0p}} \int_0^{E-\mu} \frac{dn_\gamma(k, E, Z)}{dk} \sigma(k) dk. \quad (7)$$

Причем в рамках приближения (6) имеем:

$$\begin{aligned} Y(E-\mu) \frac{\rho_p dx_p}{X_{0p}} &\approx \\ &\approx \frac{\rho_p dx_p}{X_{0p}} \int_0^{E-\mu} \frac{1}{k} \sigma(k) dk \equiv \frac{\rho_p dx_p}{X_{0p}} \sigma_{-1}(E-\mu). \end{aligned} \quad (8)$$

В ряде фотоядерных исследований с тормозными фотонами полного спектра (см., например, [10]) вместо выходов $Y(E-\mu)$ брались сечения на эквивалентный квант $\sigma_q(E-\mu)$:

$$\sigma_q(E-\mu) = \frac{\int_0^{E-\mu} \frac{dn_\gamma(k, E, Z)}{dk} \sigma(k) dk}{\frac{1}{E-\mu} \int_0^{E-\mu} \frac{dn_\gamma(k, E, Z)}{dk} k dk}. \quad (9)$$

Как неоднократно отмечалось (см., например, [9]), для многих парциальных фотоядерных реакций величины $\sigma_{-1}(E-\mu)$ монотонно нарастают с ростом E вплоть до некоторой области насыщения, где $\sigma_{-1}(E-\mu) \approx \text{const} \equiv (\sigma_{-1})_{\text{насыщ}}$ (см., например, [11]).

Представляет интерес (особенно для прикладных работ) рассмотреть насколько поведение зависимостей от E величин $Y(E-\mu)$ и $\sigma_q(E-\mu)$ для представлений сечений образования тормозного излучения согласно как Шиффу, так и Селцеру с Бергером отличаются от зависимости $\sigma_{-1}(E-\mu)$. Такое рассмотрение мы провели в двух характерных случаях (по форме сечений выбранных реакций $\sigma(k)$, связанных с существенными как фундаментальными, так и прикладными задачами). Причем из-за недостаточности экспериментальной информации рассмотрение проведено с использованием модельных сечений реакций, рассчитанных в обоих случаях на базе, прежде всего, программы TALYS [12].

В первом случае рассматривалась реакция $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)$, предлагаемая для получения ^{67}Cu для ядерной медицины и имеющая сравнительно компактное энергетическое распределение своего сечения $\sigma(k)$. Кроме указанного прикладного применения, изучение этой реакции интересно для проверки корректности представлений об изотопическом расщеплении электрического дипольного ($E1$) ГР. Результаты наших модельных расчетов сечения $\sigma(k)$ реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ показаны на рис. 3а (штрихи). Поскольку программа TALYS не учитывает изотопическое расщепление $E1$ ГР, для лучшего согласия с экспериментальными данными [13] о сечении этой реакции (сплошная кривая и точки с ошибками на рис. 3а) и о соответствующем его полном интегральном значении вместо модельного сечения, полученного в [14] по программе TALYS (штрихпунктир на рис. 3а), в настоящей работе (аналогично тому, как это было сделано в работе [15] для моделирования сечений фотоядерных реакций на изотопах титана) в добавление к программе TALYS была использована разработанная в НИИЯФ МГУ комбинированная модель фотонуклонных реакций (КМФР) [16]. На рис. 3б и 3в показаны соответственно выход $Y(T)$ и сечение на эквивалентный квант $\sigma_q(T)$ для различных представлений $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)$ согласно: Шиффу [2] $(dn_\gamma/dk)_{\text{Ш}}$ (штрихи); Селцеру и Бергеру [5] $(dn_\gamma/dk)_{\text{С-Б}}$ (сплошная кривая); приближению k^{-1} (штрихпунктир). Укажем важные особенности поведения интегральных функций $Y(T)$ и $\sigma_q(T)$ в случае компактных распределений сечений $\sigma(k)$. Для приближения $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk) = k^{-1}$ имеем $Y(T) = \sigma_q(T)$, которые круто растут в области, где сосредоточено сечение реакции, а затем выходят на плато, соответствующее значению интегральной характеристики сечения рассматриваемой реакции $(\sigma_{-1})_{\text{насыщ}}$. Для представлений $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)_{\text{Ш}}$ и $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)_{\text{С-Б}}$ зависимости величин $Y(T)$ и $\sigma_q(T)$ (то есть изохроматы) тоже идут с ростом T к своим значениям при насыщениях, но ход этих зависимостей значительно более затянут, а значения отношений $Y(T)_{\text{С-Б}}/Y(T)_{\text{Ш}}$ в области насыщений определяет-

ся величиной $A_0 \approx 0.9$ в приближении (2). Тогда как между значениями $\sigma_q(T)_{C-B}$ и $\sigma_q(T)_{Ш}$ различия практически не наблюдаются.

Число актов некоторой реакции $N_{реакц}$, приводящих к получению определенных ядер-продуктов в фотоядерной мишени, имеющей плотность ρ_M , химический η_x и изотопный η_n составы, толщину X_M и молекулярный вес M_M и практически полностью перекрывающей полный поток тормозных фотонов, образуемых падающими N_e электронами в радиаторе, имеющем толщину X_p при радиационной длине X_{0p} , под действием этих тормозных фотонов, когда можно пренебречь ослаблениями их потоков в радиаторе и мишени, составляет:

$$N_{реакц} \approx \frac{\rho_M \eta_x \eta_n X_M}{M_M} N_A N_e \int_0^{X_p} \frac{\rho_p dx_p}{X_{0p}} Y(E - \epsilon x_p - \mu) = \frac{\rho_M \eta_x \eta_n X_M}{M_M} N_A N_e \times \int_0^{X_p} \frac{\rho_p dx_p}{X_{0p}} \int_0^{(E - \epsilon x_p - \mu)} \frac{dn_\gamma(k, E - \epsilon x_p, Z)}{dk} \sigma(k) dk. \quad (10)$$

В рамках приближения (6) для реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$ при $40 \text{ МэВ} \leq (E - \epsilon x_p - \mu) \leq 55 \text{ МэВ}$ для оценок и в прямой, и в обратной задачах фотоядерных экспериментов даже при одной фиксированной кинетической энергии падающих электронов $T \cong 55 \text{ МэВ}$ (как на разрезном микротроне [19]) и соответствующей X_p пригодно следующее соотношение:

$$N_{реакц} \approx \frac{\rho_M \eta_x \eta_n X_M}{M_M} N_A N_e \frac{\rho_p X_p}{X_{0p}} (\sigma_{-1})_{насыщ}. \quad (10')$$

Если учесть, что на сегодня для тормозного излучения электронов считается более реалистичским представление их спектра согласно Селцеру и Бергеру, то соотношение (10') можно "подправить", взяв вместо $(\sigma_{-1})_{насыщ}$ меньшую величину, скажем, с использованием линейного приближения сплошной кривой на рис. 3б для интервала $40 \text{ МэВ} \leq T \leq 55 \text{ МэВ}$.

Во втором случае рассматривались реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, предлагаемые в фотоядерном способе обнаружения скрытых взрывчатых веществ, использующем регистрацию активности образуемых короткоживущих радиоизотопов ^{12}B (период полураспада $T_{1/2} \cong 20.2 \text{ мс}$) и ^{12}N ($T_{1/2} \cong 11.0 \text{ мс}$), и имеющие, согласно расчетам по моделям ядерных реакций (см. об этом в [17]), сравнительно широкие энергетические распределения своих сечений $\sigma(k)$. Кроме указанного прикладного применения, изучение этих реакций интересно для развития количественных теоретических представлений о девозбуждении атомных

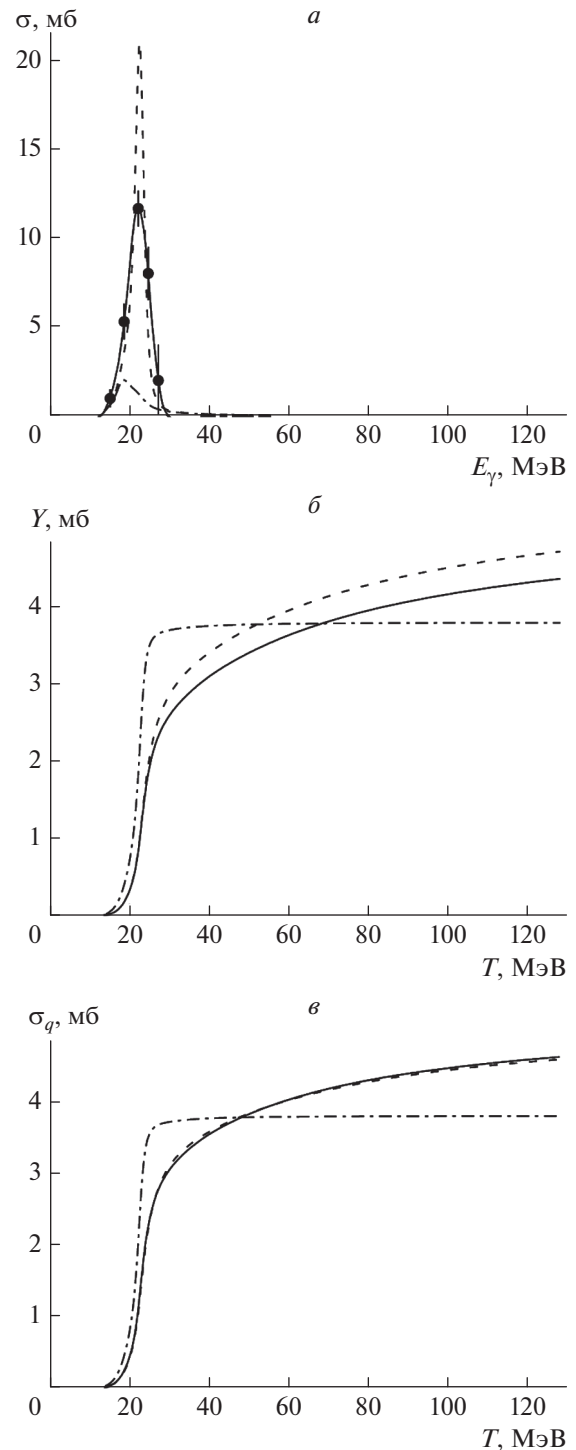


Рис. 3. Характеристики реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$: а – сечение $\sigma(k)$; сплошная кривая – эксперимент [13]; штрихпунктир – модельный расчет по TALYS [14]; штрихи – модельный расчет по (TALYS [12] + КМФР [16]); б – выход $Y(T)$; в – сечение на эквивалентный квант $\sigma_q(T)$. На рис. б и в величины $Y(T)$ и $\sigma_q(T)$ даны для представлений $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)$ согласно: Шиффу [2] (штриховые кривые); Селцеру и Бергеру [5] (сплошные кривые); приближению k^{-1} (штрихпунктир).

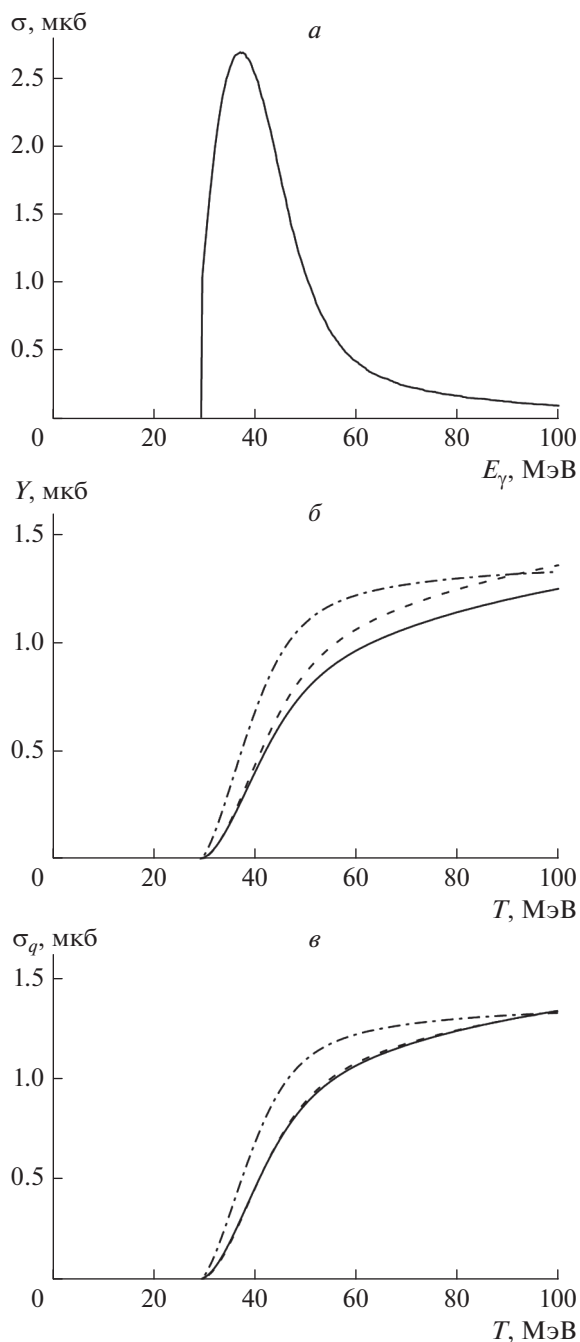


Рис. 4. Характеристики реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$: *a* – сечения $\sigma(k)$, рассчитанные в [17] по модели TALYS [12]; *б* – выходы $Y(T)$; *в* – сечения на эквивалентный квант $\sigma_q(T)$. $Y(T)$ и $\sigma_q(T)$ даны для представлений $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)$ согласно: Шиффу [2] (штриховые кривые); Селцеру и Бергеру [5] (сплошные кривые); приближению k^{-1} (штрихпунктирные кривые).

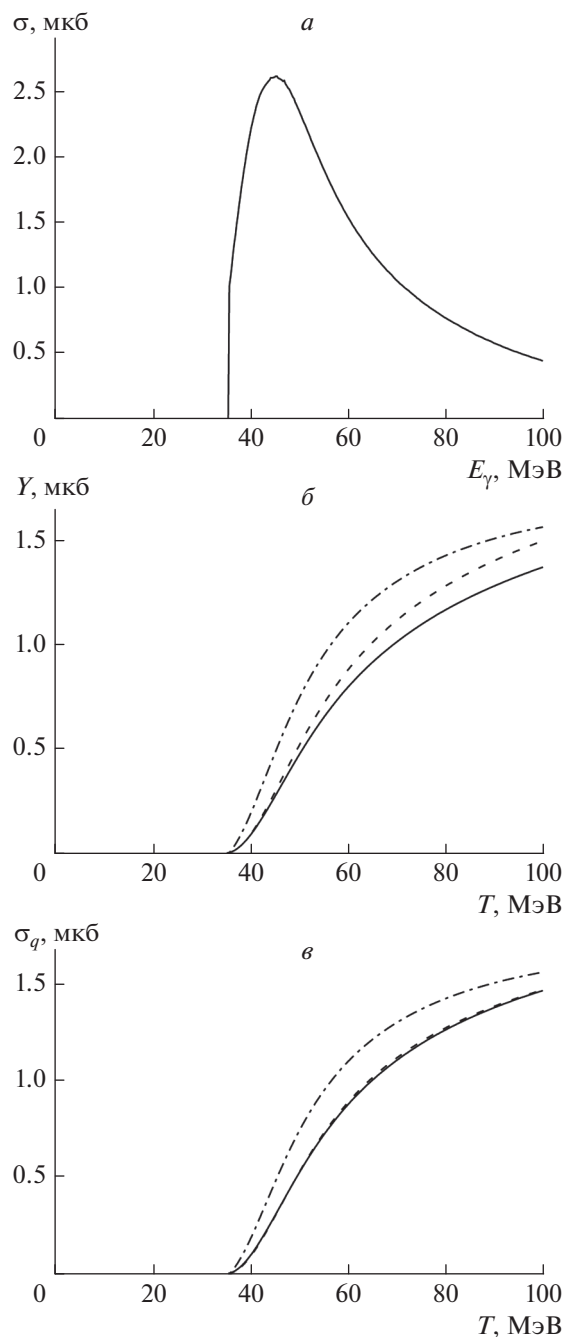


Рис. 5. Характеристики реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{B}$: *a* – сечения $\sigma(k)$, рассчитанные в [17] по модели TALYS [12]; *б* – выходы $Y(T)$; *в* – сечения на эквивалентный квант $\sigma_q(T)$. $Y(T)$ и $\sigma_q(T)$ даны для представлений $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)$ согласно: Шиффу [2] (штриховые кривые); Селцеру и Бергеру [5] (сплошные кривые); приближению k^{-1} (штрихпунктирные кривые).

ядер в усиленно разрабатываемых в настоящее время моделях ядерных реакций (прежде всего, TALYS [12] и EMPIRE [18]). Результаты из [17] модельных расчетов сечений $\sigma(k)$ реакций

$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{B}$ с использованием программы TALYS [12] показаны соответственно на рис. 4*a* и 5*a*. На рис. 4*б* и 4*в* и на рис. 5*б* и 5*в* показаны выходы $Y(T)$ и сечения на эквивалентный

квант $\sigma_q(T)$ для реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ для различных представлений $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk)$ согласно: Шиффу [2] (штрихи); Селцеру и Бергеру [5] (сплошные кривые); приближению k^{-1} (штрихпунктир). Поведение функций $Y(T)$ и $\sigma_q(T)$ для этого случая существенно отличается от того, что имеется в предыдущем случае. Для приближения $(dn_\gamma(k, E, Z)/dk) = k^{-1}$ имеем $Y(T) = \sigma_q(T)$, которые растут менее круто к своему примерному насыщению для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, а для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ даже почти не демонстрируют четко выход в область насыщения, что объясняется уменьшенным спадом сечения реакции после его максимума по мере роста T . Существенное уменьшение крутизны хода к насыщениям $Y(T)$ и $\sigma_q(T)$ наблюдается для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ и, тем более, реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$. Здесь также между значениями $\sigma_q(T)_{\text{С-Б}}$ и $\sigma_q(T)_{\text{Ш}}$ различия не видны.

Как следует из результатов, представленных на рис. 4б и 5б, в рассмотренном втором случае связь величины $N_{\text{реакц}}$ с интегральными характеристиками реакций менее определенная, однако в предположении, что рассчитываемое модельное сечение реакции примерно правильно передает форму реального сечения и требуется только согласование абсолютных значений модельного и реального сечений, измерения $N_{\text{реакц}}$ только при одной фиксированной энергии T для падающих электронов имеют более общий смысл.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выявлены важные как для исследований гигантских резонансов в атомных ядрах и разработки моделей ядерных реакций, так и для прикладных ядернофизических исследований (получение радиоизотопов для ядерной медицины и разработка методики обнаружения скрытых взрывчатых веществ) особенности имеющих широко используемых представлений сечений и спектров тормозного излучения электронов, а также соответствующих этим представлениям интегральных функций для фотоядерных реакций: выходов реакций $Y(T)$ и сечений на эквивалентный квант $\sigma_q(T)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берестецкий В.Б. и др. Релятивистская квантовая теория. М.: Наука, 1968. 480 с.
2. Schiff L.I. // Phys. Rev. 1951. V. 83. P. 252.
3. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: Изд-во "Иностран. лит.", 1956. 492 с.
4. Koch H.W., Motz J.W. // Rev. Mod. Phys. 1959. V. 31. P. 920.
5. Seltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1985. V. 12. P. 95.
6. GEANT4. Version: geant4 9.5.0 (2nd December, 2011) // Phys. Reference Manual.
7. Джилавян Л.З. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. С. 581; Dzhilavyan L.Z. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. P. 537.
8. Rossi B., Greizen K. // Rev. Mod. Phys. 1941. V. 13. P. 240.
9. Джилавян Л.З. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. С. 846; Dzhilavyan L.Z. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. P. 799.
10. Fuller E.G. // Phys. Rep. 1985. V. 127. P. 185.
11. Dietrich S.S., Berman B.L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. V. 38. P. 199.
12. Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C., in Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Sci. and Technol. — ND2007 (2007. Nice. France. ed. O. Bersillon, et al.): EDP Sciences, 2008. P. 211; TALYS_1.6. <http://www.talys.eu/>.
13. von Sioufi A. El., Erdös P., Stoll P. // Phys. Acta 1958. V. 30. P. 264.
14. Алиев Р.А., Бельшев С.С., Джилавян Л.З. и др. Экспериментальное исследование возможностей наработки ^{18}F , ^{67}Cu , ^{177}Lu для ядерной медицины на ускорителях электронов. 1340 / 2013, М.: ИЯИ РАН, 2013. 52 с.
15. Бельшев С.С., Джилавян Л.З., Ишханов Б.С. и др. // ЯФ 2015. Т. 78. С. 246.
16. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ 2011. Т. 74. С. 21; Ishkhanov B. S., Orlin V. N. // Phys. Atom. Nucl. 2011. V. 74. P. 19.
17. Ачаковский О.И., Бельшев С.С., Джилавян Л.З., Pokotilovskiy Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 633; Achakovskiy O.I., Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 572.
18. Herman M. et al. // EMPIRE—3.1 Rivoli. User's Manual. February 8. 2012.
19. Karev A.I., Lebedev A.N., Raevsky V.G. et al. // Proc. RuPAC-2010. IHEP Protvino. P. 316. <http://www.ihep.su/rupac2010/>.