

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 537.531 : 535.5

А. В. ЖАРКО

ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗМЕРОВ СЧЕТЧИКОВ И РАССЕИВАТЕЛЕЙ В ОПЫТЕ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПОЛЯРИЗАЦИИ СЛАБЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

В последнее время резко возрос интерес к измерению поляризации рентгеновских лучей, в основном в связи с потребностями бурно развивающейся рентгеновской астрономии [1, 2].

В работе [3], посвященной этому вопросу, рассмотрены различные способы определения поляризации слабых рентгеновских лучей и показано, что наиболее рационально использовать для этой цели рассеяние Томсона.

Для рассмотрения вопроса об оптимизации размеров счетчиков и рассеивателей, применяемых при реализации этого способа, введем понятие об эффективности подобных приборов. Пусть на площадь прибора в единицу времени падает нормально к этой площади N_0 квантов. Очевидно, что на рассеиватели падает только некоторая их доля η_1 , пропорциональная доле площади, занимаемой рассеивателями:

$$\eta_1 = \frac{N_1}{N_0} = \frac{S_{\text{расс}}}{S_{\text{приб}}},$$

где N_1 — число квантов, падающих на рассеиватели.

Если над рассеивателями установлены коллиматоры, то часть квантов будет поглощена стенками коллиматора ввиду их конечной толщины, и на рассеиватели попадет $N_2 < N_1$ квантов.

Пусть длина рассеивателя в направлении движения квантов составляет l . Тогда часть квантов выйдет из рассеивателя, не вступив во взаимодействие с веществом, а взаимодействие испытают только N_3 квантов:

$$N_3 = N_2 (1 - e^{-\mu l}),$$

где μ — линейный коэффициент ослабления [4].

Из этих N_3 квантов рассеяние испытают только N_4 квантов, а остальные поглощаются за счет фотоэффекта. Можно показать, что

$$\frac{N_4}{N_3} = \frac{\sigma}{\mu},$$

где σ — линейный коэффициент рассеяния.

Часть из N_4 квантов потеряется за счет поглощения в веществе самого рассеивателя, и за пределы рассеивателя выйдут только N_5 рассеянных квантов. N_5 зависит не только от N_4 , но и от того, как направлена плоскость поляризации исходного пучка лучей.

Кванты N_6 при выходе из рассеивателя направлены в разные стороны, в том числе и так, что часть из них не попадает в окна счетчиков. Но и из N_6 квантов, попавших на окна счетчиков, будет зарегистрировано только N_7 квантов, так как сами счетчики имеют эффективность, не равную единице.

Назовем эффективностью прибора η отношение числа зарегистрированных квантов N_7 к числу падающих на прибор N_0 :

$$\eta = \frac{N_7}{N_0}$$

Назовем i -той частичной эффективностью η_i отношение

$$\eta_i = \frac{N_i}{N_{i-1}}$$

Легко показать, что

$$\eta = \prod_{i=1}^7 \eta_i$$

Частичные эффективности η_1 и η_2 не зависят от энергии падающих квантов, а остальные частичные эффективности, в том числе η_6 , при изменении энергии квантов изменяются. Первые четыре частичные эффективности рассчитываются весьма просто, но для остальных трех требуется интегрирование при помощи вычислительных машин, либо разработка приближенных методов расчета.

Рассмотрим, каковы должны быть размеры счетчиков и рассеивателей, чтобы эффективность прибора была максимальной.

Пусть мы уменьшаем толщину счетчика a . При этом η_1 будет расти. Но, с другой стороны, эффективность счетчика η_7 будет падать. Так как общая эффективность прибора η зависит от произведения $\eta_1 \cdot \eta_7$, можно предполагать, что существует некоторая оптимальная толщина счетчика, при которой $\eta = \text{max}$.

Теперь рассмотрим изменение толщины рассеивателя b . При увеличении b растет η_1 , но уменьшается процент η_5 квантов, прошедших после рассеяния путь до счетчика без поглощения в веществе рассеивателя. Аналогично предыдущему заключаем, что имеется некоторая оптимальная толщина рассеивателя.

Теперь нужно найти явное выражение $\eta = \eta(a, b)$ и исследовать его на максимум. Для упрощения математических выкладок поступим следующим образом. Будем вначале полагать $b = \text{const}$ и при этом условии отыщем оптимальное a , затем положим $a = \text{const}$ и найдем оптимальное b , затем согласуем между собой полученные результаты.

Найдем оптимальное a . Очевидно, что

$$\eta_1 \sim \frac{b}{a + b}$$

и

$$\eta_7 \sim 1 - e^{-\mu_r a},$$

где μ_r — коэффициент поглощения рентгеновских квантов данной энергии в газе, которым заполнен счетчик. Поглощение окна счетчика мы можем здесь не учитывать, так как оно не зависит от a . Тем фактом, что для квантов, летящих под углом, путь в газе больше a , пренебрегаем.

Отсюда

$$\eta(a) \sim \frac{1 - e^{-\mu_r a}}{a + b}$$

Исследовав $\eta(a)$ на максимум, имеем

$$e^{-\mu_r a} (\mu_r b + \mu_r a + 1) = 1. \quad (1)$$

Это уравнение необходимо решить относительно a . Для этого поступим следующим образом. Обозначив

$$\mu_r a = A_r \quad \text{и} \quad \mu_r b = B_r,$$

перепишем (1) в виде

$$e^{-A_r} (B_r + A_r + 1) = 1.$$

Строим далее кривую $B_r A_r$) (рис. 1). Если теперь нам дано b , мы всегда можем по этой кривой найти a , дающее максимальное η при данном b .
Отыщем теперь оптимальное b . Как и ранее,

$$\eta_1 = \frac{b}{a+b}. \quad (2)$$

Что касается η_2 , то его точный расчет представляется исключительно трудным. Для упрощения расчета определим, каков средний путь \bar{L} рассеянных квантов в веществе, и будем далее, опять-таки упрощенно, полагать, что среднее ослабление κ квантов в рассеивателе равно ослаблению их на среднем пути \bar{L} . Из геометрических соображений можно найти, что $\bar{L} \approx 0,7b$. Тогда

$$\bar{\kappa} = e^{-0,7\mu b}, \quad (3)$$

где μ — линейный коэффициент ослабления рентгеновских лучей данной длины волны в веществе рассеивателя.

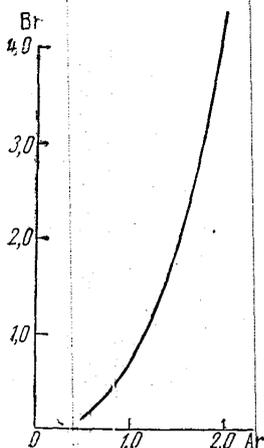


Рис. 1

С учетом (2) и (3)

$$\eta(b) \sim \frac{b}{a+b} e^{-0,7\mu b}$$

или

$$\eta(B) \sim \frac{B}{A+B} e^{-0,7B}, \quad (4)$$

где $A = \mu a$ и $B = \mu b$.

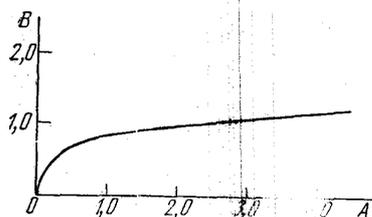


Рис. 2

Исследуя (4) на максимум, находим, что он имеет место при

$$B = \frac{1}{2} (\sqrt{A^2 + 5,6A} - A) \quad (5)$$

или, иначе,

$$b = \frac{1}{2} \left(\sqrt{a^2 + \frac{5,6}{\mu} a} - a \right). \quad (6)$$

Выражение (6) удобно использовать для аналитического нахождения $b(a)$, а выражение (5) — для графического. Кривая, изображающая (5), приведена на рис. 2.

Согласуем полученные результаты. Кривые на рис. 1 и 2 изображают, причем двояким образом, зависимость между a и b . Совместное решение относительно a и b уравнений, описывающих эти кривые, дало бы нам пару чисел a_1 и b_1 , при которых достигается максимум функции $\eta(a, b)$. Однако более просто поступить иным образом: либо перестроив одну из приведенных кривых на координатном поле другой

в масштабе $1: \frac{\mu}{\mu_1}$ и найдя точку их пересечения, либо подбором. Последний не представляет большого труда ввиду малой точности всего метода в целом.

Отметим, что в ряде случаев величину a приходится брать не из вышеприведенных, а из конструктивных соображений. Действительно, мы не можем сделать счетчик толщиной, скажем, 3 мм и должны в этом случае задать a исходя из наших

конструктивных возможностей, а затем для этого a по кривой на рис. 2 найти оптимальное b .

Из вышесказанного ясно также, что расчет на оптимум возможен для определенной энергии квантов, так как учитываемые им величины μ и μ_r зависят от нее.

Пример. Пусть энергия квантов составляет 10 кэв, рассеиватель — бериллий, наполненные счетчики 0,9 атм. ксенона и 0,1 атм. метана. Определить a и b .

Находим $\mu=0,95$ и $\mu_r=0,95$ (СГС). Коэффициент пересчета в данном случае $\mu:\mu_r=1$, т. е. достаточно найти пересечение наших кривых и полученные координаты разделить на 0,95. Получаем $a=1,1$ см, $b=0,84 \approx 0,8$ см.

Выражаю большую благодарность проф. А. А. Санину и проф. М. М. Уманскому за внимание к работе и ряд ценных советов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. «Успехи физич. наук», 89, вып. 4, 549, 1966.
2. Hayakawa S., Matsuoka M., Sugimoto D. Sci. Rev., 5 (1), 109, 1966.
3. Санин А. А., Жарко А. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астроном., № 3, 100, 1966.
4. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей. М., ГИТТЛ, 1957.

Поступила в редакцию
12. 9 1966 г.

НИИЯФ

УДК 539.17.01

Ю. В. ОРЛОВ, Ю. П. ОРЕВКОВ

О РОЛИ НЕФИЗИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ В АМПЛИТУДЕ ПРЯМОГО ФОТОЯДЕРНОГО ЭФФЕКТА ПРИ НАЛИЧИИ РЕЗОНАНСА В АМПЛИТУДЕ РАССЕЯНИЯ ПРЯМЫХ КОНЕЧНЫХ ПРОДУКТОВ

При расчете парциальных амплитуд прямых процессов с учетом взаимодействий в начальном и конечном состояниях в рамках дисперсионного подхода [1—4] пренебрегают вкладом левых особенностей по энергии (квазиборновских особенностей), возникающих на базе особенностей борновской амплитуды и связанных с расположенными в нефизической области особенностями парциальных амплитуд рассеяния. Примеры численных расчетов амплитуд прямого фотоядерного эффекта [2—4] показывают, что это приближение в ряде случаев оправдано. В данной работе рассмотрен пример аналогичного расчета для прямой реакции (γ, n) с p -оболочки, когда квазиборновские особенности оказываются существенными. Поясняется причина возникновения такой ситуации и предлагается простая модификация дисперсионного метода (ДМ). Рассчитаны парциальные амплитуды, отвечающие возможным конечным d -состояниям нейтрона в дипольном переходе $d_{3/2}$ и $d_{5/2}$. Были взяты параметры, отвечающие реакции $S^{13}(\gamma, n)C^{12}$. Ясно, что для амплитуды $d_{5/2}$ следовало бы брать другие параметры, например, соответствующие процессу $S^{12}(\gamma, n)C^{11}$, так как в реакции на S^{13} состоянии $d_{5/2}$ не возникает при дипольном поглощении ($j_0=1/2$ для основного состояния S^{13} , т. е. $\Delta j=2$ для $d_{5/2}$ -состояния). Однако, имея в виду чисто методические цели расчетов, эта непоследовательность не должна смущать, поскольку изменение параметров не может изменить качественных выводов. Использовались те же приближения, что и в работе [4], где приведены результаты только для s -волны. Волновая функция конечного нейтрона при расчете по методу искаженных волн (МИВ) бралась из оптической модели с потенциалом Вудса—Саксона и разумными средними параметрами [5], которые в виду методического характера задачи не подгонялись к эксперименту, область внутри ядра в МИВ и в борновском матричном элементе не учитывалась, как и в аналогичных расчетах работы [6]. О преимущественной роли области вне ядра в рассмотренных матричных элементах говорит следующее: 1) матричные элементы вычисляются от дипольного оператора (т. е. от r), который усиливает вклад внешней области, 2) они рассчитываются для d -волны в непрерывном спектре, 3) из-за малой энергии связи наружного p -нейтрона в S^{13} его волновая функция имеет протяженный «хвост» вне ядра и 4) волновая функция для непрерывного спектра ослабляется внутри ядра из-за наличия поглощения.