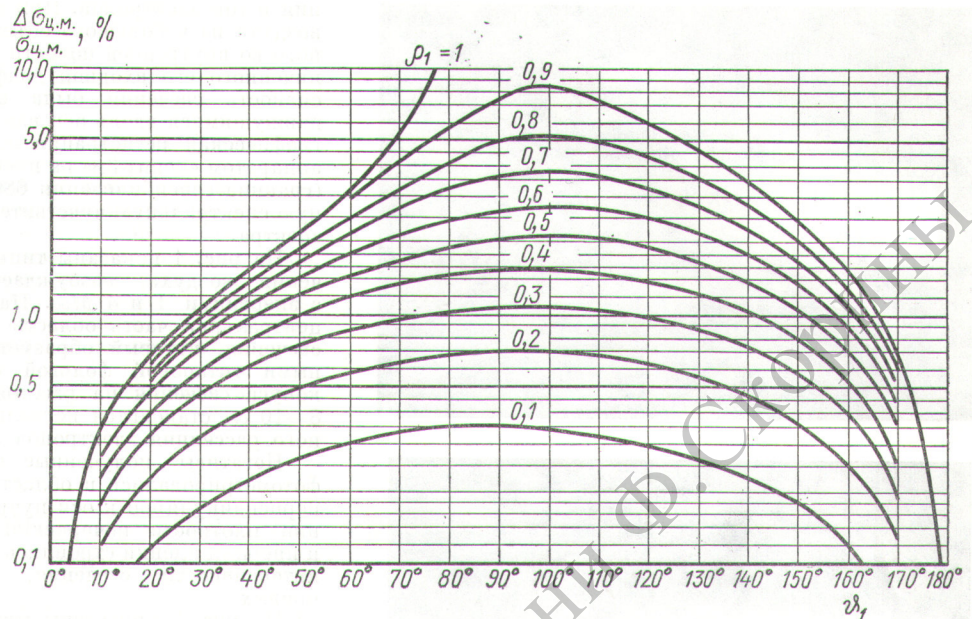


Рис. 2. Номограмма для определения относительной погрешности в значении дифференциального эффективного сечения в с. п. м. для ядерной реакции бинарного типа при $\Delta\phi_1 = \pm 1^\circ$.



При построении номограмм за основу были взяты следующие формулы:

$$E_1 = \frac{m_1 m_I}{M^2} \frac{E_I}{\rho_1^2} (\sqrt{1 - \rho_1^2 \sin^2 \phi_1} \pm \rho_1 \cos \phi_1)^2; \quad (2)$$

$$\frac{\sigma_{\text{д. м.}}}{\sigma_{\text{лаб}}} = \frac{\sqrt{1 - \rho_1^2 \sin^2 \phi_1}}{(\sqrt{1 - \rho_1^2 \sin^2 \phi_1} \pm \rho_1 \cos \phi_1)^2}. \quad (3)$$

В этих выражениях, как обычно при $\rho_1 < 1$ необходимо брать знак плюс, а при $\rho_1 > 1$ рассматривать оба решения.

Формула (3) приводится практически во всех руководствах по кинематике ядерных реакций (см., например, [3]). Формула (2) ранее нигде не приводилась. Удобство формулы (2) состоит в том, что она выражает E_1 через величины, определяемые в л. с. к. (E_I и ϕ_1), и параметр ρ_1 , входящий во все остальные кинематические

формулы, и наряду с другими выражениями для E_1 [3, 5] может быть использована для вычисления энергии продукта ядерной реакции бинарного типа.

Поступило в Редакцию 8/XII 1970 г.
В окончательной редакции 8/VI 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Smith. Nucl. Instrum. and Methods, 58, № 2, 315 (1968).
2. D. Smith. Nucl. Instrum. and Methods, 63, № 1, 23 (1968).
3. А. М. Балдин и др. Кинематика ядерных реакций. М., Атомиздат, 1968.
4. Г. Н. Потетюкко. Препринт ОИЯИ 4-4109. Дубна, 1968.
5. J. Winter, H. Schmid. EUR 3908e, Brussels, 1968. J. Winter. Nucl. Instrum. and Methods, 59, № 1, 167 (1968).

Метод визуализации пространственного распределения доз в мощном импульсном пучке быстрых электронов

Ю. П. ВАГИН, Г. Л. КАБАНОВ, Ю. А. МЕДВЕДЕВ, Б. М. СТЕПАНОВ

УДК 539.12.08

При использовании мощных электронных пучков часто возникает необходимость измерения пространственных характеристик дозных полей, образующихся в результате взаимодействия электронов с мишенью, при рассеянии электронов в различных средах, при воздействии на электронный пучок электромагнитных полей и пр.

В работе [1] экспериментально показано, что интенсивность флюоресценции, возбуждаемой в воздухе импульсом быстрых электронов, пропорциональна мощности поглощенной дозы. По-видимому, явление флюоресценции может быть применено для визуализации

пространственного распределения дозы. Для обоснования этого утверждения в настоящей работе с помощью фотоэлектронного и фотографического методов были исследованы поле рассеяния быстрых электронов и поле свечения в воздухе, а также проведено сопоставление характеристик поля свечения с выводами приближенной теории многократного рассеяния электронов.

В экспериментах применялся электронный пучок с энергией электронов 4 и 1 Мэв. Соответственно ток электронов в импульсе составлял 0,1 и 3 а, длительность импульса 2 и 1,2 мксек, частота следования 400 и 25 гц.

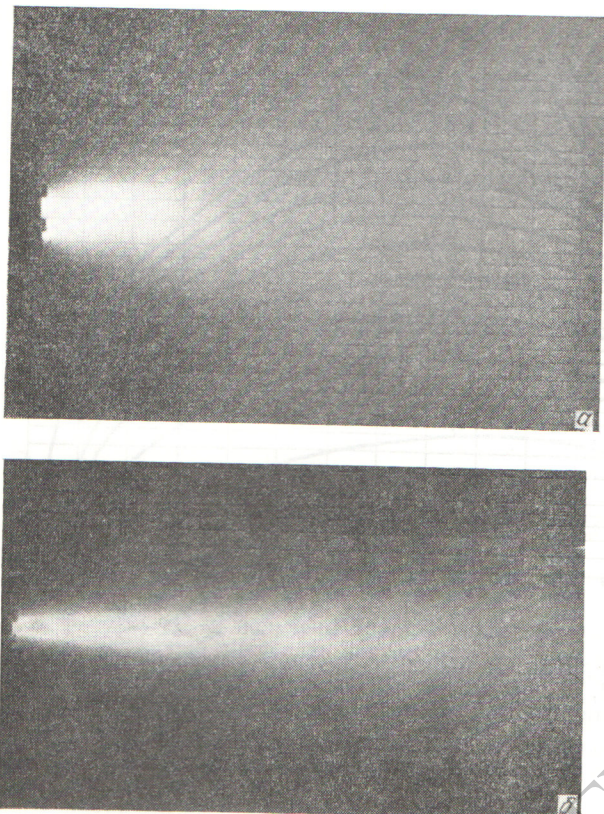


Рис. 1. Зоны свечения воздуха, возбуждаемого пучком электронов с энергиями 1 (а) и 4 Мэв (б).

Пучок электронов рассеивался в воздухе, образуя характерный конус свечения.

Фотоэлектронный детектор (ФЭУ) и цилиндр Фарадея регистрировал одновременно интенсивность свече-

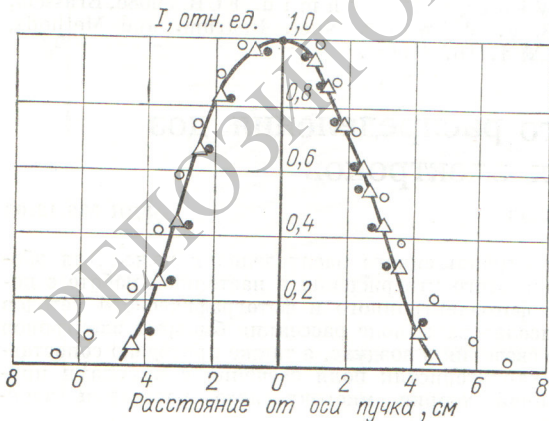


Рис. 2. Поперечные распределения интенсивности I свечения воздуха (● — фотоэлектронный метод; ○ — фотографический метод) и тока электронов с энергиями 1 Мэв (Δ).

ния и ток электронов. При этом наблюдалось свечение воздуха из небольшого объема ($\sim 1 \text{ см}^3$), расположенного во внутренней полости цилиндра Фарадея и ограниченного его входной диафрагмой ($\sim 1 \text{ см}$). Интенсивность свечения была обусловлена электронами, движущимися вдоль оси измерительного объема. Фотографическая регистрация зоны свечения проводилась аппаратом «Зенит-3м» на пленке изопанхром «Фото-250» (граница сенсбилизации 680 нм), имеющей равномерную спектральную чувствительность в видимой области спектра.

На рис. 1 показаны типичные фотографии зон свечения воздуха, возбуждаемого пучком электронов с энергиями 1 и 4 Мэв. На фотографии видны яркая центральная часть области свечения и слабый конус свечения, который образуется электронами, рассеянными титановой фольгой (см. рис. 1, а). Граница конуса свечения на расстояниях от фольги порядка 8–10 см становится неразличимой из-за дополнительного рассеяния электронов в воздухе.

Негативы, полученные с разными экспозициями, фотометрировались в области нормальных почернений перпендикулярно к оси пучка. По кривым распределения плотности почернения с учетом контрастности и инерции пленки строились поперечные распределения интенсивности свечения, имеющие вид гауссовых кривых.

На рис. 2 приведены результаты измерения интенсивности свечения фотоэлектронным и фотографическим методами и тока электронов в поперечном сечении электронного пучка на расстоянии 3 см от выходного окна ускорителя. Видно, что результаты измерений тремя способами хорошо согласуются между собой и отклоняются от средней кривой распределения гауссового типа не более чем на величину ошибки ($\pm 10\%$). Полученные данные позволяют сделать вывод о соответствии распределений интенсивности свечения и тока электронов, а следовательно, о возможности измерений дозных полей в электронных пучках [1] путем регистрации поля свечения каким-либо методом (например, фотографическим).

Дополнительным подтверждением этого вывода является результат исследования продольных характеристик поля свечения фотографическим методом. По измеренным полуширинам поперечных распределений свечения для разных расстояний от выходного окна ускорителя графически строился средний контур поля свечения. По тангенсу угла наклона касательной в нескольких точках контура определялся угол рассеяния и сравнивался со средним углом, вычисленным по формуле приближенной теории многократного рас-

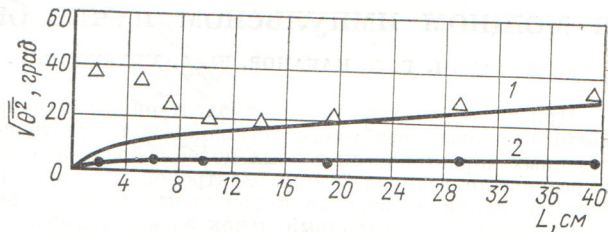


Рис. 3. Зависимость угла рассеяния θ электронов в воздухе от расстояния L вдоль оси пучка:

1, 2 — расчетные кривые при энергии электронов 1 и 4 Мэв; Δ, ● — экспериментальные точки для электронов с энергиями 1 и 4 Мэв.

сеяния электронов [2]:

$$\sqrt{\theta^2} = \sqrt{\frac{7000L}{E^2}},$$

где L — длина пути электронов в воздухе вдоль оси пучка, см; E — энергия электронов, кэВ.

Полученные теоретические (кривые 1, 2) и экспериментальные данные представлены на рис. 3. Видно, что для энергии 4 МэВ наблюдается хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных, а для энергии 1 МэВ наблюдается удовлетворительное согласие, начиная с расстояний порядка 10 см, где можно пренебречь эффектами, рассеянными титановой фольгой, и учитывать лишь процесс рассеяния в воздухе центральной части электронного пучка (см. рис. 1). Экспериментальные точки, характеризующие конус рассеяния вблизи

выходного окна ускорителя (1,5 и 5 см), хорошо согласуются с расчетным углом рассеяния электронов на титановой фольге.

Таким образом, визуализация и измерение дозных полей мощных импульсных пучков электронов могут быть сведены к фотографической регистрации поля свечения и фотометрической обработке негативов.

Поступило в Редакцию 1/II 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Вагин и др. «Атомная энергия», 28, 177 (1970).
2. Дж. Хайн, Г. Браунелл. Радиационная дозиметрия. М., Изд-во иностр. лит., 1958.

Спектры электронов, выбиваемых при прохождении γ -излучения Co^{60} через двухкомпонентную среду

Л. В. ПОПОВА, Л. Б. ЧЕГОДАЕВА

УДК 539.172.3

В настоящей работе методом Монте-Карло найдены спектры первичных электронов, образующихся при γ -облучении двухкомпонентных мелкодисперсных систем. В качестве модельных систем рассмотрены алюминий — вода, медь — вода и платина — вода. Для сравнения с двухкомпонентными системами рассчитан спектр электронов в однокомпонентной системе — в воде.

Точечный источник излучения Co^{60} помещался в бесконечную равномерно перемешиваемую среду. Многократное рассеяние γ -квантов в среде прослеживалось до их полной деградации.

Расчет методом Монте-Карло предполагает моделирование рассматриваемого процесса, в данном случае моделирование прохождения γ -кванта через вещество. Поскольку среда считается однородной и изотропной, достаточно рассмотреть траекторию γ -кванта в энергетическом пространстве*. При энергиях квантов, генерируемых Co^{60} (~ 1,25 МэВ), с заметной вероятностью происходят только два процесса: неупругое рассеяние на свободных электронах (комптоновское рассеяние) и фотоэлектрическое поглощение. Сечение комптоновского рассеяния определялось по формуле Клейна — Нишины [1], проинтегрированной по всем углам рассеяния. Сечение фотопоглощения определялось из экспериментальных данных. Поскольку при расчете методом Монте-Карло удобно пользоваться аналитическими выражениями для сечений, а не таблицами, мы аппроксимировали экспериментальные значения сечений фотопоглощения выражениями вида

$$\sigma_{\phi} = A + B\alpha^{-C}, \quad (1)$$

где α — энергия γ -кванта в единицах энергии покоя электрона m_0c^2 ; A , B и C — коэффициенты, приведен-

* Однородность рассматриваемых двухкомпонентных систем следует из того, что размеры металлических частиц принападаются на два-три порядка меньше пробега γ -квантов.

ные в работе [2]. Полное сечение взаимодействия γ -кванта с данным компонентом является суммой сечений обоих процессов.

Поскольку рассматривается двухкомпонентная смесь, необходимо найти вероятность взаимодействия с отдельными компонентами. Знание вероятности взаимодействия с атомами или молекулами отдельных компонент смеси позволяет с помощью случайных чисел разыграть, с каким компонентом произошло взаимодействие и какое именно — комптоновское рассеяние или фотопоглощение. Если произошло комптоновское рассеяние, необходимо найти энергию рассеянного γ -кванта, определяемую формулой Клейна — Нишины. Однако разыграть энергию непосредственно из формул Клейна — Нишины затруднительно, так как для такого розыгрыша нужно решить трансцендентное уравнение [6]. Разработан ряд алгоритмов [7—9] для розыгрыша энергии γ -кванта после комптоновского рассеяния, не требующих применения формулы Клейна — Нишины. Нами использован алгоритм, предложенный в работе [6], как наиболее простой и требующий минимальной затраты машинного времени.

Первичный электрон, выбитый при комптоновском рассеянии, имеет энергию, равную разности энергий налетающего и рассеянного γ -квантов; именно эта энергия регистрируется в процессе счета. Энергия электрона, выбитого при фотоэлектрическом поглощении, равна энергии поглощенного фотона за вычетом энергии ионизации. Полученный в результате расчета электронный спектр давался в виде чисел первичных электронов, выбитых из атомов и молекул каждого из веществ.

Счет проводился на ЭВМ «Минск-22». В каждом случае просчитано по 20 тысяч историй. Максимальная ошибка счета равна 15%, средняя — 5%.

Результаты и их обсуждение

Результаты расчета приведены в табл. 1. Число выбитых электронов, энергия которых лежит в данном энер-