

В настоящей заметке приведены значения τ_i для 14 элементов (см. таблицу), вычисленные по данным теоретической работы [2], в которой расчетные значения $\tau(\epsilon)$ достаточно хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Коэффициенты τ_i вычислялись методом наименьших квадратов с использованием весовых функций степенного типа. Максимальная ошибка аппроксимации составила 3,8%.

Поступило в Редакцию 12/XII 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. С. Маренков. «Атомная энергия», 21, 389 (1966).
2. R. Schmickley, R. Pratt. Phys. Rev., 164, 104 (1967).

Расчет методом Монте-Карло торможения электронного пучка в толстой мишени из свинца

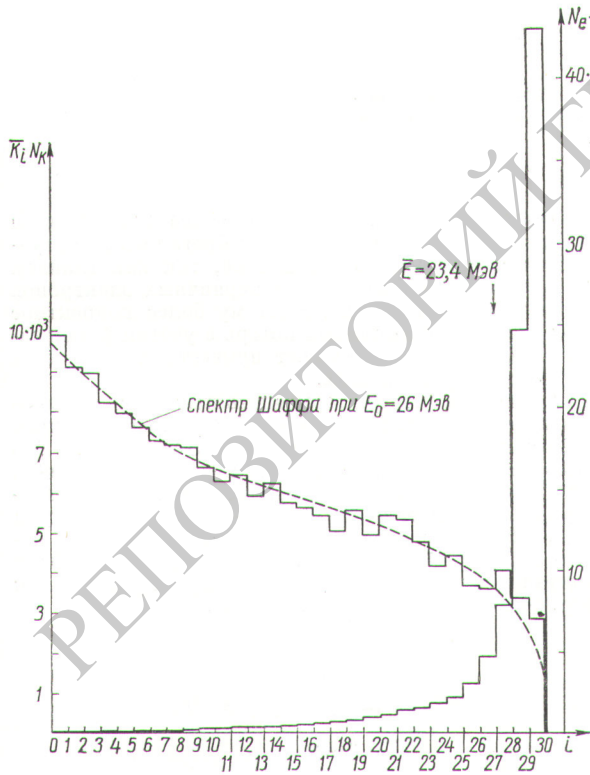
Ю. Н. Книжников

УДК 621.039.51.17

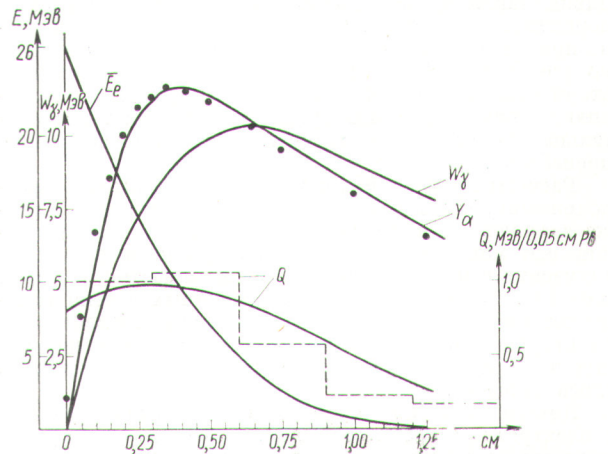
При рассмотрении вопроса торможения монохроматического пучка электронов в толстой мишени ускорителя необходимо учитывать одновременно большое число возможных элементарных взаимодействий электронов и образовавшихся вторичных частиц (квантов и позитронов) с атомами вещества. Хотя характеристики этих взаимодействий известны, аналитическое решение проблемы в целом достаточно сложно и требует введения упрощающих предположений, от которых в значительной степени будет зависеть конечный

результат. При расчетах по методу Монте-Карло можно более корректно подойти к решению проблемы, учтя все типы возможных взаимодействий и задав реальную геометрию мишени. Однако из-за ограниченности машинной памяти и времени счета приходится идти на некоторые упрощения, пренебрегая теми деталями, которые не существенно влияют на конечные результаты. При моделировании процесса формирования спектра тормозного излучения необходимо одновременно рассматривать процесс образования спектра электронов внутри мишени из первоначального монохроматического пучка. Кроме того, информация о спектре быстрых электронов представляет самостоятельный интерес для расчетов радиационных дефектов в материалах.

Во время расчетов вместо рассмотрения индивидуальных взаимодействий используются вероятности соответствующих процессов при прохождении частицей определенного участка. Мишень разбивается на слои Δt , достаточно тонкие, чтобы потери энергии электрона внутри слоя были невелики, при этом поперечные размеры мишени предполагаются существенно большими диаметра пучка. В настоящих расчетах использовались толщины слоев свинца $\Delta t \leq 0,05$ см, причем рассматривались истории электронов, проходящих по-

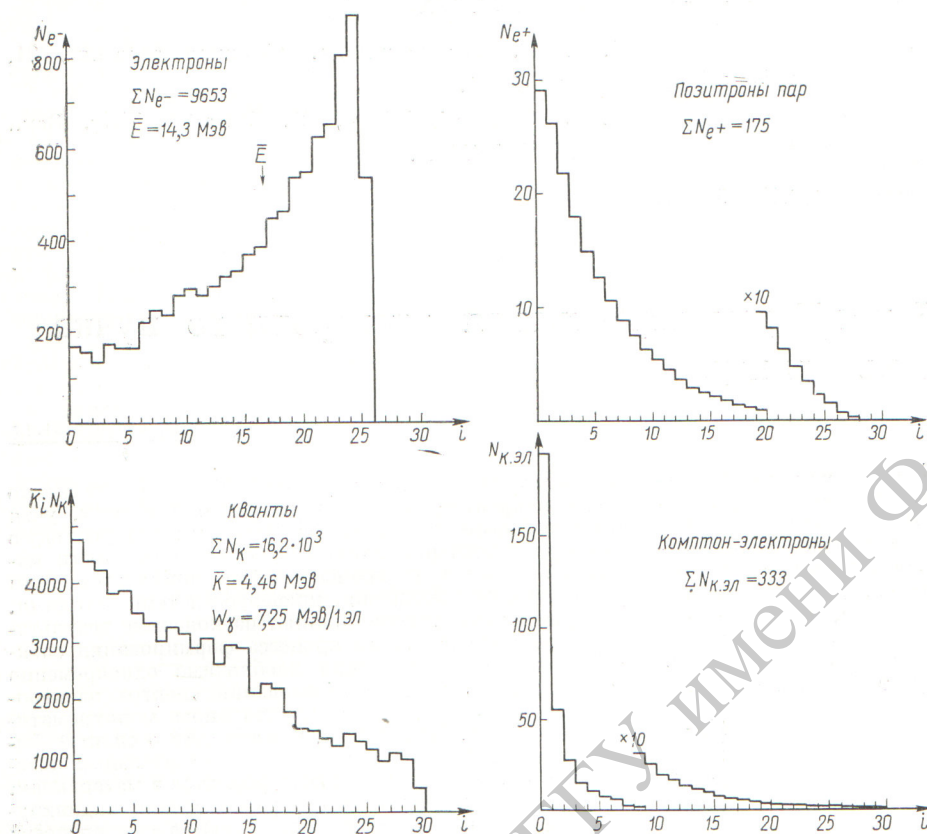


Р и с. 1. Спектры квантов и электронов после прохождения 0,05 см свинца при $E_0 = 26$ МэВ ($\sum N_k = 37506$; $\bar{K} = 5$ МэВ).



Р и с. 2. Результаты расчетов для электронов при $E_0 = 26$ МэВ (сравнение с измерениями).

Р и с. 3. Спектры после 0,25 см свинца.



следовательно через плоские слои, максимальное число которых в использованной программе равно 25.

В работе [1] исследовалась картина образования ливня в свинце от электронов с энергией 45 и 130 Мэв. Показано, что подавляющая часть заряженных частиц ливня движется под малыми углами к направлению первичного электрона. Число вторичных частиц в ливне при начальной энергии электронов 100 Мэв невелико (не больше 15%), причем доля высокоэнергичных вторичных частиц, которые могли бы привести к созданию нового каскадного процесса, еще более незначительна. Обратным рассеянием частиц также можно пренебречь.

Расчеты проводились с учетом этих фактов в предположении, что все образовавшееся излучение, а также заряженные частицы движутся строго в направлении оси мишени (пренебрегается угловым разбросом излучения и многократным рассеянием частиц на ядрах мишени). Расчет образования вторичных частиц (комптоновских электронов и частиц пар) производился на втором этапе, после вычисления спектров первичных электронов и тормозного излучения в каждом из слоев мишени.

Потери энергии электронов при столкновениях с электронами среды, имеющих характер неупругого процесса возбуждения и связанных с тепловыделением, рассматривались в приближении непрерывного замедления с помощью выражения для средних ионизацион-

ных потерь в свинце, причем учитывались эффекты поляризации среды. При этом пренебрегалось флуктуацией ионизационных потерь в слое, так как главной причиной расплывания спектра первичных электронов было тормозное излучение. Поэтому более корректное рассмотрение ионизационных потерь с учетом флуктуаций потерь в слое не может привести к заметным изменениям в результатах.

Для расчетов спектра тормозного излучения за основу бралось сечение Шиффа, проинтегрированное по углам вылета фотонов (формула $3BS_e$ из [2]). Это выражение удовлетворяет экспериментальным данным вплоть до энергий квантов, близких к энергии электрона, лучше, чем выражение Бете — Гайтлера (формула $3BS$ из [2]), использованное в работах [3, 4]. С помощью сечения Шиффа $S(E_0, k)$ предварительно были рассчитаны вероятности излучения при прохождении электроном с энергией E_0 слоя Δt :

$$SS(E_0) = \int_{k_{\text{МИН}}}^{E_0} S(E_0, k) dk.$$

За величину $k_{\text{МИН}}$ берется $0,005 E_0$, т. е. для $E_0 = 100 \text{ Мэв}$ $k_{\text{МИН}} = 0,5 \text{ Мэв}$.

Если при розыгрыше случайного числа для электрона в данном слое выпадает излучение, то производится следующий розыгрыш случайного числа ξ для определения энергии излученного кванта k с помощью соотношения:

$$k = E(v_i + (\xi \cdot 30 - i)(v_i - v_{i-1})),$$

где $i = 1, 2, \dots, 30$; $k_{\text{мин}} = Ev_0$.

Величины $0 < v_i \leq 1$, заданные в виде таблицы, определяют границы равновероятностных интервалов образования квантов, рассчитанные для электронов с энергией 100 Мэв. Оказалось, что эти же значения дают возможность представить спектр Шиффа и для других, более низких энергий электронов. Некоторое отличие в форме спектра появляется только при энергиях электронов меньше 5 Мэв.

Границей обрезания в расчетах принято значение 0,5 Мэв. Для частиц и квантов с меньшими энергиями рассматривается поглощение с выделением тепла в соответствующем слое. Поэтому учитываются только кванты, которые при розыгрыше энергии получают больше 0,5 Мэв. Эти кванты заносятся в зависимости от энергии k в 30 равномерных интервалов, на которые разбита область от 0,5 Мэв до E_0 .

На рис. 4 показана гистограмма для числа квантов тормозного излучения, образованного в слое свинца толщиной 0,05 см пучком электронов с энергией 26 Мэв, причем всего использовано 10^5 историй электронов. Можно видеть довольно хорошее совпадение с расчетным спектром Шиффа для 26 Мэв. Спектры

квантов представлены в форме $k_i N_k(k_i)$, где k_i — средняя энергия каждого из 30 равномерных интервалов энергии. На этом же рисунке представлен спектр электронов после прохождения 0,05 см свинца.

При расчетах спектра излучения в последующих слоях используется накопившееся ранее излучение, причем учитывается поглощение с помощью коэффициента ослабления $\mu(k)$ см⁻¹.

Предполагается, что выделение тепла происходит полностью в том же слое, где имело место взаимодействие, например комптоновское рассеяние или образование пар. Это предположение подтверждается тем, что вторичные частицы образуются в основном с малыми энергиями и, следовательно, имеют малый пробег.

Полученные после просмотра достаточно большого числа историй электронов спектры излучения в каждом из слоев $N_k(k_i)$ используются затем для расчетов выходов вторичных частиц. Для расчета выхода позитронов из слоя свинца Δt используется сечение для образования пар без учета экранирования [5]. Вклады от квантов с разной энергией суммируются и рассчитываются спектры позитронов. Позитроны и соответственно электроны пар с высокими энергиями летят в основном в направлении кванта и участвуют в тех же взаимодействиях, что и первичные электроны. Однако в рассматриваемой области энергий число таких вторичных каскадных частиц невелико.

При рассмотрении толстой мишени как возможного источника позитронов для последующего их ускоре-

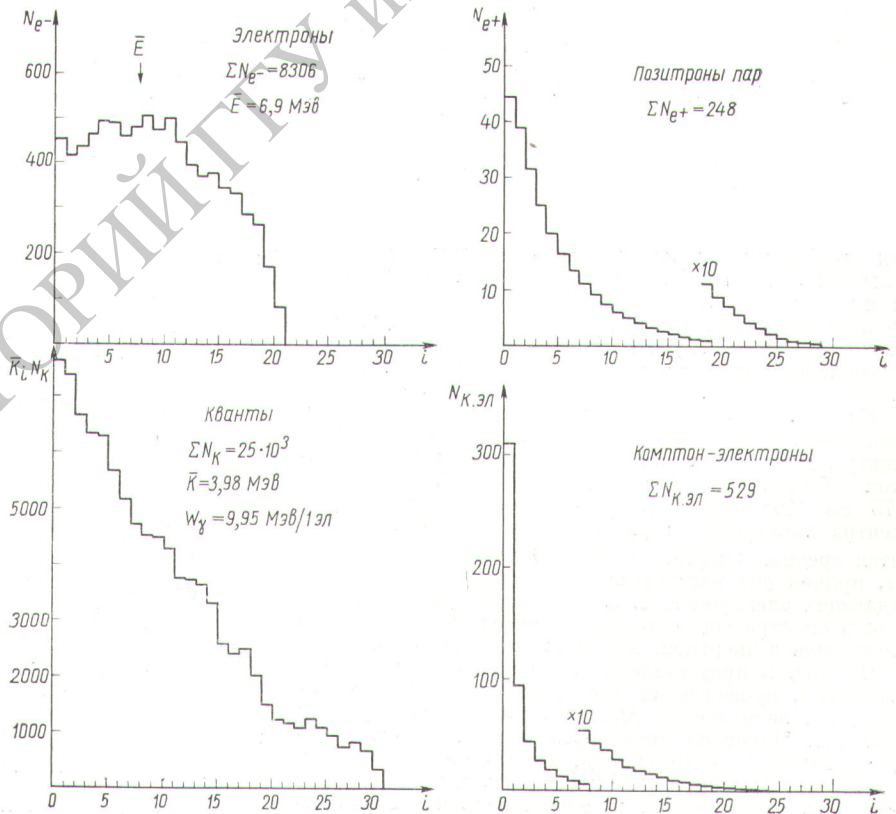


Рис. 4. Спектры после 0,50 см свинца.

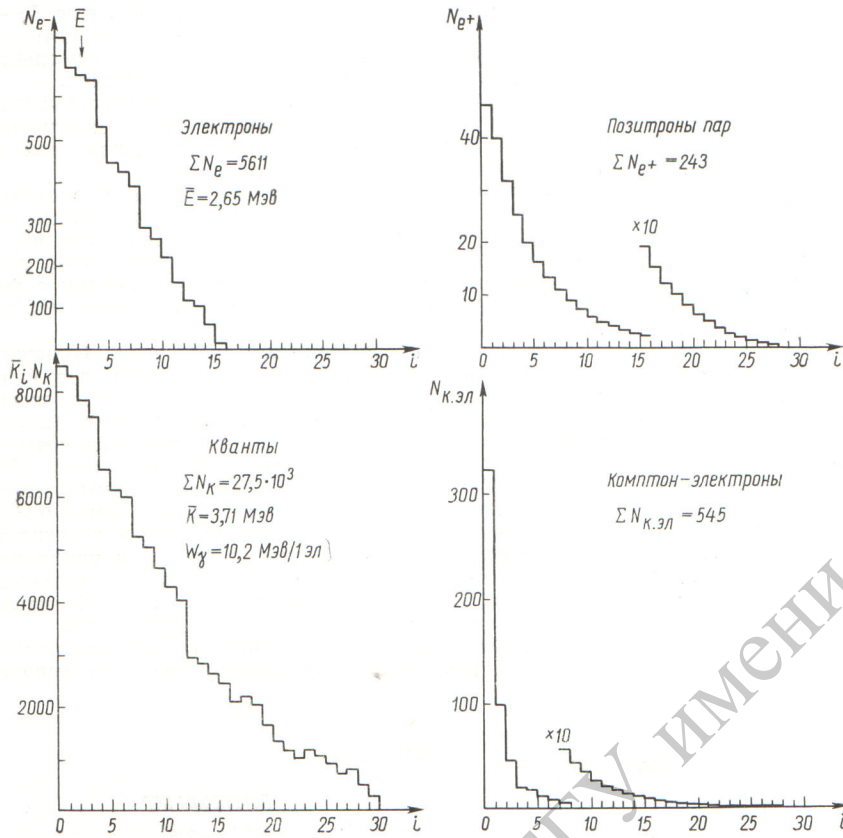


Рис. 5. Спектры после 0,75 см свинца.

ния необходимо просуммировать вклады от слоев, лежащих более глубоко, учитывая потери энергии частиц на прохождение этих слоев. Были вычислены также спектры комптоновских электронов, образуемых в слоях от спектров $N_k(k_i)$. Комптоновские электроны большей энергии вылетают в направлении первичного кванта, однако число их также невелико.

На рис. 2—5 приведены результаты расчетов для электронов с начальной энергией 26 Мэв, а также спектры электронов, квантов, позитронов и комптоновских электронов для толщин свинца 0,25; 0,50 и 0,75 см (10^4 историй). Можно видеть деформацию спектра электронов с увеличением толщины. Приводится средняя энергия спектра \bar{E} для каждой толщины, причем она рассчитывается на полное количество падающих электронов, т. е. в данном случае 10^4 . При этом в спектре еще остается значительное количество электронов с энергией, превышающей среднюю.

На рис. 2 представлено сравнение с результатами измерений, проведенных для пучка электронов, вылетающих с энергией 26 Мэв из линейного ускорителя ИАЭ [6]. Измерена активность медных фольг, помещенных между слоями свинца. Активация происходила в результате реакции $\text{Cu}^{65}(\gamma, n)\text{Cu}^{64}$, имеющей порог ~ 14 Мэв. Сравнивается измеренная активность в зависимости от толщины слоя свинца с расчетной вели-

чиной $Y_a(t) = \int_{14}^{26} N_k(t, k) \sigma(k) dk$. На начальном

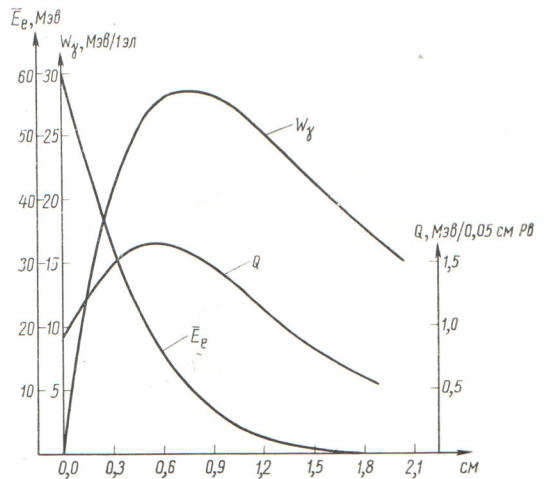
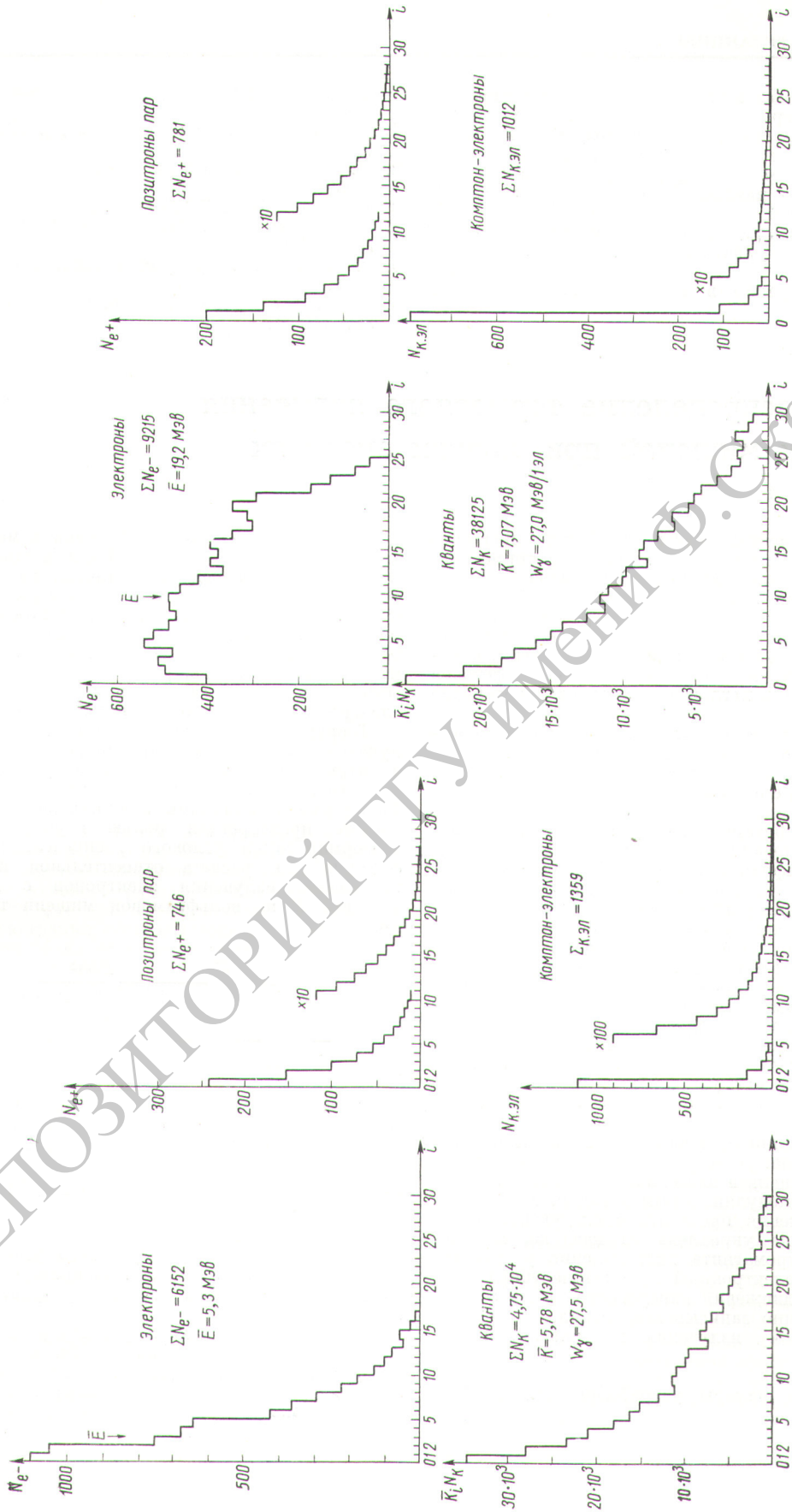


Рис. 6. Результаты расчетов для электронов при $E_0 = 60$ Мэв.



Р и с. 8. Спектры после 1,0 см свинца.

Р и с. 7. Спектры после 0,5 см свинца.

участке точки лежат выше из-за вклада в активацию от электронно-ядерного взаимодействия. Рассчитанное тепловыделение Q сравнивается с результатами измерений в слоях свинца толщиной 3 мм, проведенных с помощью системы термонар. Приводится энергия излучения W_γ на различной толщине, рассчитанная на один падающий электрон.

На рис. 6—8 представлены результаты расчетов при энергии пучка электронов 60 Мэв.

Поступило в Редакцию 28/XI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. А. Займидорога и др. ЖЭТФ, 51, 749 (1966).
2. Н. Коsch, J. Motz. Rev. Mod. Phys., 31, 4, 920 (1959).
3. M. Ruffle. AERE-R-5172.
4. D. Crouford, H. Messel. Phys. Rev., 128, 2352 (1962).
5. Э. Сегре. «Экспериментальная ядерная физика», т. 1, стр. 274 (113).
6. Р. М. Воронков и др. «Атомная энергия», 13, 327 (1962).

Угловое распределение тормозного излучения из толстых мишеней при низких энергиях

Ю. М. ЦИПЕНЮК

УДК 539.166.3

Для экспериментов часто требуется получить на данном ускорителе максимальный выход тормозного излучения, что соответствует толщине мишени, равной примерно 0,3 радиационной длины. Мишень такой толщины является «толстой», т. е. существенную роль в формировании тормозного излучения играют многократное рассеяние электронов на ядрах мишени, ионизационные потери, многократное излучение фотонов одним электроном и поглощение фотонов в материале мишени.

Угловое распределение излучения из толстых мишеней было измерено при энергии электронов 17 Мэв [1]. При более низких энергиях такие измерения не проводились. В связи с работами по изучению фотоделения нами на микротроне Института физических проблем АН СССР с 17 орбитами [2] было проведено экспериментальное исследование расходимости тормозного излучения из вольфрамовых мишеней геометрической толщины 1,0 и 0,11 мм (соответственно 0,3 и 0,03 радиационной длины) при энергиях электронов 8,8 и 6,3 Мэв. Измерения углового распределения проводили с помощью наперстковой камеры*. Газовая полость камеры составляет 2,1 см³; для увеличения чувствительности ее стенка сделана из свинца толщиной 3 мм. Камера могла дистанционно передвигаться по окружности радиусом 50 см. Электронный пучок выводился из ускорительной камеры через алюминиевую фольгу толщиной 0,25 мм и направлялся на мишень. За мишенью устанавливали магнит, напряженность магнитного поля которого была равна 2,5 кэ.

Так как ионизационная камера одновременно с излучением от мишени регистрировала излучение от стенок выходного канала и алюминиевой фольги, измерения проводилось модуляционным методом. Модуляция тормозного излучения проводилась следующим образом. Мишень была укреплена на качалке, которая с помощью электромагнита дистанционно устанавливала мишень в электронный пучок или убирала ее отсюда во время движения наперстковой камеры. Тем самым одновременно записывался сигнал, пропорциональный тормозному излучению из мишени, и фон и отдельно фон.

* Конструкция камеры разработана И. П. Мысевым.

Поглощение фонового излучения в мишени учитывалось следующим образом. Мишень устанавливалась неподвижно, а перед наперстковой камерой качался поглотитель из того же материала и той же толщины, что и исследуемые мишени. По результатам этих измерений можно было сделать поправку на поглощение γ -квантов в материале мишени. Энергия электронов, падающих на мишень, рассчитывалась с учетом энергетических потерь (ионизационных и радиационных) электронов при прохождении алюминиевой фольги.

Теоретический расчет углового распределения излучения проводили аналогично работе [3]. При этом дополнительно учитывали влияние радиальной расходимости электронного пучка микротрона и рассеяние электронов в выходном алюминиевом окне. В этом расчете пренебрегали ролью неупругих процессов в формировании углового распределения. Исходная формула для расчета относительной интенсивности тормозного излучения электронов с кинетической энергией E из вольфрамовой мишени толщиной t_W имеет вид

$$R(\theta) = \mathcal{E}i \left[-\frac{E^2 \theta^2}{2(\mu^2 + 220t_{Al} + t^2 \theta_e^2)} \right] - \mathcal{E}i \left[-\frac{E^2 \theta^2}{440(t_W + t_{Al}) + 2\mu^2 + 2E^2 \theta_e^2} \right], \quad (1)$$

где $\mu = 0,511$ Мэв — энергия покоя электрона; t_{Al} — толщина алюминиевого окна; $\theta_e = 2 \cdot 10^{-2}$ — радиальная расходимость электронного пучка микротрона;

$\mathcal{E}i(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-x}}{x} dx$ — интегральная показательная функция Эйлера.

Результаты измерений углового распределения γ -излучения при энергии 8,8 Мэв приведены на рис. 1, пунктирными линиями показаны результаты расчетов по формуле (1).

Ионизационная камера регистрирует практически весь спектр тормозного излучения. Однако большой интерес представляет угловая расходимость только высокоэнергетической части спектра. Такой вопрос возникает, например, при изучении фотоядерных реак-