

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ЭНЕРГИИ ВТОРИЧНЫХ  
ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ СОЛЕЙ  
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ БЕТАТРОНА**

В. А. ВОРОБЬЕВ, В. Н. РУДЕНКО

Передача энергии тормозного излучения бетатрона материалу поглотителя происходит, в основном, за счет поглощения вторичных электронов в веществе [1]. Вторичные электроны в материале под действием тормозного излучения бетатрона образуются в результате фотоэффекта, комптон-эффекта и процесса образования пар [2]. Вклад каждого из этих основных процессов взаимодействия электромагнитного излучения с веществом в общее количество вторичных электронов зависит от энергии квантов излучения. Вторичные электроны, образованные тормозным излучением, имеют различную энергию и образуют сплошной спектр, который может быть охарактеризован эффективной энергией спектра. Под эффективной энергией понимается энергия таких электронов, которые имеют такой же коэффициент поглощения в исследуемом материале, как и поток рассматриваемых электронов.

Знание эффективной энергии вторичных электронов дает возможность определить распределение поглощенной дозы в облучаемом объекте, что является важным вопросом в физике твердого тела, радиационной химии, медицине и радиационной дефектоскопии.

В данной работе проведено определение эффективной энергии вторичных электронов, образующихся в щелочно-галогидных кристаллах KCl, KBr и KI под действием тормозного излучения бетатрона в диапазоне энергий 10—30 Мэв на основе экспериментального исследования экстраполированных длин пробега моноэнергетических электронов и глубин проникновения вторичных электронов в исследуемые кристаллы.

Исследования распределения дозы по глубине кристаллов при облучении их электронами разной энергии с целью определения длин экстраполированных пробега электронов проводились измерением ионизационного тока в миниатюрных ионизационных камер, изготовленных из исследуемых кристаллов и имеющих чувствительный объем  $0,2 \div 0,4 \text{ см}^3$  [3].

Задний фронт кривой распределения дозы по толщине кристалла характеризует глубину проникновения электронов в исследуемые кри-

сталлы и путем продолжения его наиболее прямого участка до пересечения с осью абсцисс получается величина экстраполированного пробега, которая мало зависит от условий эксперимента и поэтому наиболее часто употребляется для определения глубины проникновения электронов в вещество [4].

Величина экстраполированного пробега электронов определяется энергией электронов и зависит от химического состава кристаллов.

С другой стороны, глубина проникновения вторичных электронов, образованных в кристаллах квантами тормозного излучения определялась из положения максимума кривых поглощения тормозного излучения бетатрона в кристаллах, измеренных с помощью тонкостенной ионизационной камеры [5]. Толщина слоя кристаллов перед камерой, соответствующая максимуму кривой поглощения и обеспечивающая эффект электронного равновесия, определяет глубину проникновения электронов энергии, равной эффективной.

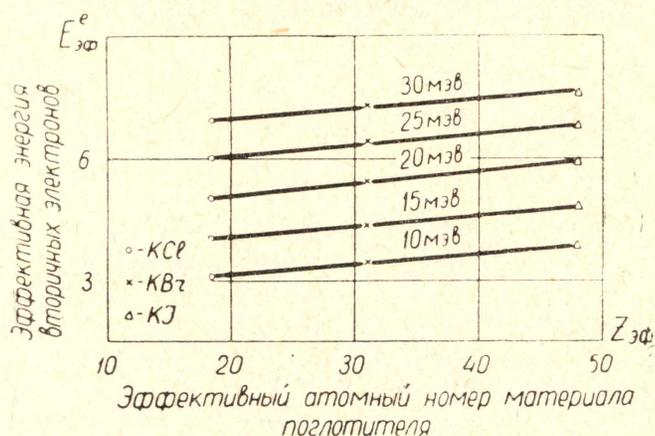


Рис. 1. Зависимость эффективной энергии вторичных электронов от эффективного атомного номера щелочно-галогидных кристаллов при различных максимальных энергиях тормозного излучения

$A$ ,  $B$  — постоянные, значения которых дано в табл. 1

Энергия электронов связана с глубиной проникновения в щелочно-галогидные кристаллы калиевого ряда простой эмпирической зависимостью 3, полученной на основе исследования экстраполированных пробегов, которая справедлива для энергии электронов 5—11 Мэв.

$$T = \frac{R+B}{A}, \quad (1)$$

где  $T$  — кинетическая энергия электронов в Мэв,

$R$  — экстраполированный пробег в  $г/см^2$ ,

Таблица 1

Кристалл Постоянная	KCl	KBr	KI
A	0,57	0,51	0,46
B	0,5	0,48	0,46

Значение эффективной энергии вторичных электронов, полученные по формуле 1, дана ввиду кривых на рис. 1—4, для диапазона энергий тормозного излучения  $10 \div 30$  Мэв.

Как видно из графиков рис. 1—4 наблюдается рост эффективной энергии вторичных электронов с переходом к солям с большим атомным номером галогена и относительное увеличение отношения максимальной энергии тормозного излучения бетатрона к эффективной энергии вторичных электронов при возрастании максимальной энергии тормозного излучения. При выбранной геометрии эксперимента с помощью иониза-

ционной камеры могут быть зарегистрированы только те электроны, направление движения которых близко к оси пучка тормозного излучения.

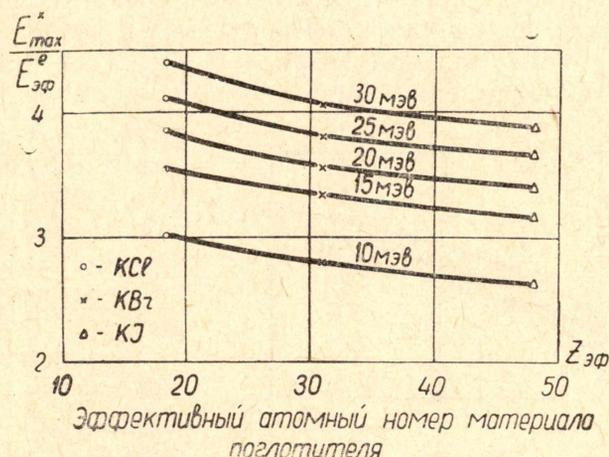


Рис. 2. Зависимость отношения максимальной энергии тормозного излучения бетатрона к эффективной энергии вторичных электронов от эффективного атомного номера щелочно-галогидного соединения.

Энергия вторичных электронов, полученных за счет комптон-эффекта, описывается формулой [6].

$$E^e = \frac{E^x}{1 + \frac{1}{2E^x} (1 - \cos\Theta)}, \quad (2)$$

где  $\Theta$  — угол рассеяния кванта,  
 $E^x$  — энергия кванта до рассеяния.

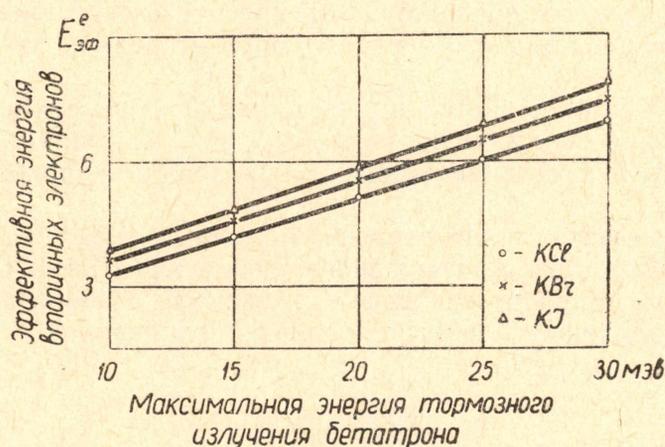


Рис. 3. Зависимость эффективной энергии вторичных электронов от максимальной энергии тормозного излучения бетатрона.

При  $\Theta = \pi$  (электрон получил направление движения вперед) энергия вторичных комптоновских электронов близка к энергии налетевшего кванта.

Средняя энергия спектра вторичных электронов, образованных в результате процесса образования пар, вследствие распределения энергии кванта между позитроном и электроном составляет

$$E^e = \frac{E^x}{2} - m_0c^2, \quad (3)$$

где  $m_0c^2$  — энергия покоя электрона.

Из формул 2 и 3 видно, что вторичные электроны, образованные комптоновским рассеянием, имеют большую энергию.

В связи с вышесказанным увеличение отношения максимальной энергии тормозного излучения к эффективной энергии вторичных электронов с ростом максимальной энергии тормозного излучения объясняется относительным увеличением количества вторичных электронов,

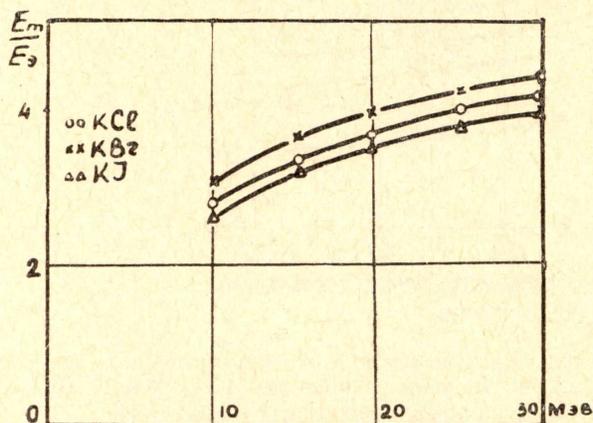


Рис. 4. Зависимость отношения максимальной энергии тормозного излучения бетатрона к эффективной энергии вторичных электронов от максимальной энергии тормозного излучения бетатрона.

и определяется величиной ионизационных потерь, которые играют основную роль в рассматриваемой области энергий электронов. Поскольку ионизационные потери слабо зависят от эффективного атомного номера, положение максимума от  $Z\epsilon_f$  зависит слабо, но существенно от плотности.

С ростом  $Z$  увеличивается полное сечение образования вторичных электронов как за счет комптон-эффекта так и за счет процесса образования пар, причем сечение процесса образования пар растет с большей степенью.

Увеличение эффективной энергии вторичных электронов на выходе из кристалла объясняется поглощением низкоэнергетических электронов в кристалле, что приводит к относительному увеличению высокоэнергетической составляющей в спектре вторичных электронов.

образованных за счет процесса образования пар, так как с ростом энергии квантов сечение процесса образования пар увеличивается по сравнению с сечением комптон-эффекта.

Увеличение эффективной энергии вторичных электронов с ростом эффективного атомного номера щелочно-галогидного соединения может быть объяснено следующим образом. Положение максимума кривой поглощения в значительной степени определяется зависимостью интенсивности пучка прошедших электронов от толщины кристалла

#### ЛИТЕРАТУРА

1. У. Фано, Л. Спенсер, М. Бергер. Перенос гамма-излучения, Госатомиздат, 1963.
2. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сегре, т. 1, Издательство иностранной литературы, Москва, 1955.
3. Б. А. Кононов, В. Н. Руденко. Действие излучений на свойства материалов, Труды конференции, Новосибирск, выпуск 2, стр. 36, 1963.
4. В. Н. Руденко. Атомная энергия, № 2, 150, 1964.
5. В. А. Воробьев, В. Н. Руденко. Ослабление узкого пучка тормозного излучения бетатрона в толстых слоях щелочно-галогидных кристаллов. Настоящий сборник.
6. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. Государственное издательство физико-математической литературы, Москва, 1960.