

## Распределение доз в кристаллах щелочно-галогидных солей при облучении электронным пучком

В. Н. Руденко

Данные о распределении поглощенной энергии электронного пучка в кристаллах различного химического состава и данные о характере прохождения электронов высокой энергии (5–15 Мэв) через кристаллы необходимы в физике твердого тела, при изучении люминесценции кристаллов и в некоторых других областях физики.

В настоящей работе изложены результаты исследования потерь энергии электронного пучка бетатрона в кристаллах щелочно-галогидных солей. В частности, измерено распределение доз по глубине кристаллов, влияние бокового и обратного рассеяний электронов на величину дозы и зависимость глубины проникновения электронов в кристаллы от интенсивности рассеяния.

Источником электронов высокой энергии служил бетатрон с максимальной энергией ускоренных электронов 15 Мэв. Потери энергии электронного пучка в кристаллах щелочно-галогидных солей измеряли миниатюрными ионизационными камерами (объемом 0,2–0,4 см<sup>3</sup>), изготовленными из кристаллов исследуемых солей. Изменение толщины передней, задней и боковых стенок камер позволяло измерять распределение дозы по глубине и в плоскости кристалла и исследовать влияние рассеяния электронов на величину дозы.

На рис. 1 приведено распределение дозы по глубине кристаллов KCl, KBr, KJ для энергии бомбардирующих электронов 7,3 Мэв.

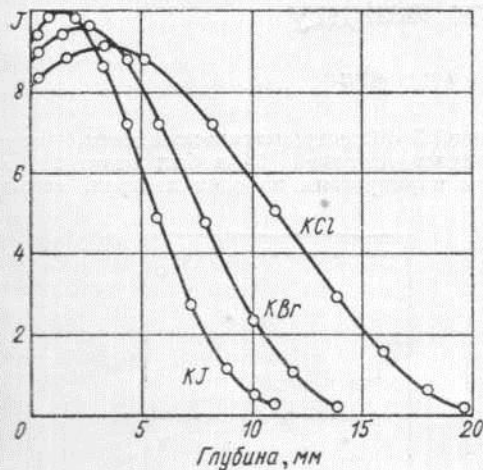


Рис. 1. Распределение поглощенной энергии  $J$  электронного пучка по глубине кристаллов KCl, KBr, KJ.

Максимум дозы отмечен на некотором расстоянии от поверхности кристалла, зависящем от химического состава кристалла и энергии электронов. Наличие максимума обусловлено выбиванием вторичных электронов первичными и увеличением таким образом общего числа ионизирующих частиц.

Если прямолинейно продолжить наиболее крутой участок заднего фронта кривой распределения дозы до пересечения с осью абсцисс, то полученная величина «экстраполированного пробега» будет характеризовать глубину проникновения электронов в исследуемый образец. Зависимость величины экстраполированного пробега электронов (в кристаллах щелочно-галогидных солей) от их энергии приведена на рис. 2.

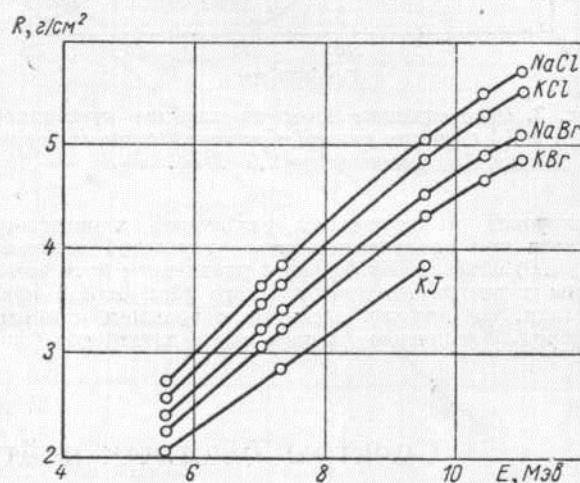


Рис. 2. Зависимость экстраполированного пробега  $R$  электронов в кристаллах от их энергии.

Сравнение экспериментальных данных по глубине проникновения электронов в кристаллы с расчетными длинами средних пробегов электронов показало значительные различия. Для выяснения природы этого расхождения исследовано влияние рассеяния электронов на глубину их проникновения в кристаллы.

На рис. 3 дано распределение дозы по глубине кристаллов NaCl и KJ с учетом вклада обратно рассеянных электронов в общую дозу (разница между штриховой и сплошной кривыми). Интенсивность рассеяния электронов в кристаллах характеризует удлинение истинного пути электрона по сравнению с глубиной проникновения. Зависимость увеличения дозы на поверхности кристаллов (благодаря вкладу обратно рассеянных электронов) от энергии бомбардирующих электронов показана на рис. 4. Интенсивность обратного рассеяния электронов в кристаллах резко увеличивается с ростом эффективного атомного номера (вклад обратно рассеянных электронов в общую дозу для кристалла NaCl при 5,6 Мэв составляет 9%, для кристалла KJ 27%).

На основании изложенного сделан вывод о том, что глубина проникновения электронов в кристаллы отличается от истинной длины пробега электронов, причем это отличие увеличивается с ростом эффективного атомного номера. Различие в длинах пробегов

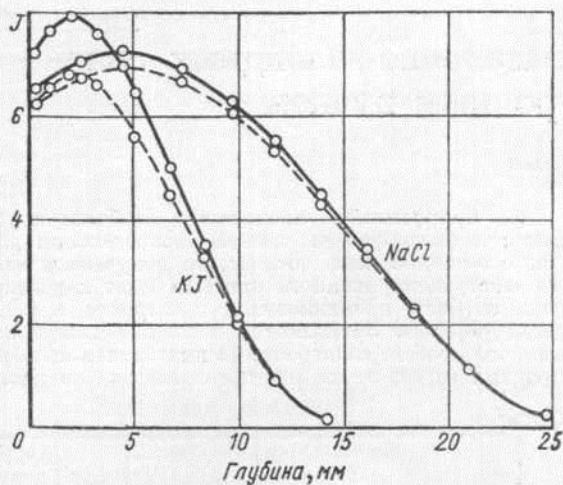


Рис. 3. Распределение дозы по глубине кристаллов NaCl и KJ с учетом вклада обратно рассеянных электронов ( $E_e = 9,5$  Мэв).

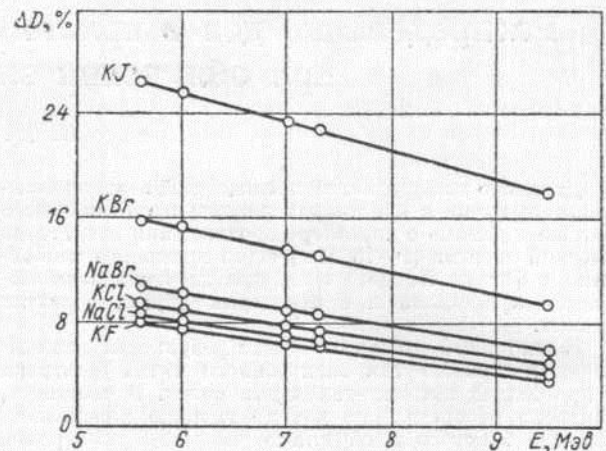


Рис. 4. Зависимость вклада обратно рассеянных электронов в общую дозу от энергии бомбардирующих электронов.

электронов в кристаллах различного химического состава при прохождении слоя одинаковой толщины (в  $г/см^2$ ) объясняется большим удлинением пути электрона в результате многократного рассеяния в кристаллах, содержащих элементы с большим атомным номером. Увеличение длины пробега электронов (при

прохождении слоя одинаковой толщины) в веществе с большим эффективным атомным номером приводит к большим местным потерям энергии электронного пучка (большей дозе) в более «тяжелых» кристаллах (см. рис. 1, 3, 4).

Поступило в Редакцию 29/IV 1963 г.

УДК 539.125.5.163.539.125.5.03

## Спектры быстрых нейтронов Po—Be-источника, прошедших водяную защиту

Г. Г. Дорошенко, И. В. Филюшкин

Источники нейтронов, образующихся в реакции ( $\alpha, n$ ), широко используются при решении многих научных и прикладных задач. Однако в литературе отсутствуют данные о спектрах нейтронов этих источников после прохождения защиты. В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных измерений и теоретических расчетов спектров быстрых нейтронов Po—Be-источника, прошедших водяную защиту. Вследствие близости энергетических спектров полученные результаты применимы для Pu—Be- и Ra—Be-источников.

Измерения проводились на однокристалльном спектрометре быстрых нейтронов с кристаллом стибьена размером  $30 \times 30$  мм. Дискриминация  $\gamma$ -фона осуществлялась схемой, описанной в работе [1]. Аппаратурные спектры обрабатывались по методу счетных эффективностей [2, 3].

Экспериментальные измерения спектров проводились в полубесконечной и барьерной геометриях (рис. 1). Результаты, полученные для слоев воды 10, 20, 30 и 40 см, приведены на рис. 2. Все спектры измерялись не менее двух раз, при этом они воспроизводились в пределах показанных статистических ошибок. Для слоя воды 40 см полный поток нейтронов, падающих на детектор, составлял  $7,7$  нейтр/см<sup>2</sup>·сек, а время

измерений 3 ч. Спектрометрический порог спектрометра определялся матрицей [3] и был равен 1 Мэв. Все спектры нормированы на один нейтрон, испущенный

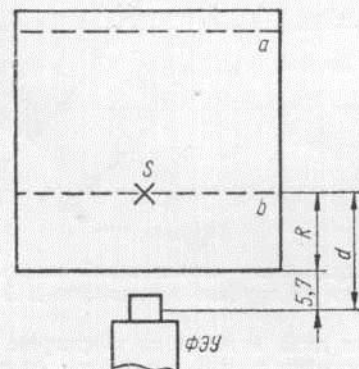


Рис. 1. Геометрия эксперимента: S — Po—Be-источник; a, b — уровни воды при полубесконечной и барьерной геометриях соответственно. (Размеры дюралевого бака  $100 \times 100 \times 100$  см.)