

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏՈՎԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍՏԻՄԱՆ ԵՐԵՎԱՆԻ
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ-43(73)

А.М.Зверев, К.А.Испирян, А.Т.Маргарян

МОНТЕ-КАРЛО РАСЧЕТ ДЕТЕКТОРА РЕНТГЕНОВСКОГО
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МЕТОДА
ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

АРՄՍ 
ԵՐԵՎԱՆ 1973 ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ВФИ-43(73)

А.М.ЗВЕРЕВ, К.А.ИСПИРЯН, А.Т.МАРГАРЯН

МОНТЕ-КАРЛО РАСЧЕТ ДЕТЕКТОРА РЕНТГЕНОВСКОГО
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МЕТОДА
ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Ереванский Физический
ИНСТИТУТ
Зал препринтов

Ереван 1975

А. М. ЗВЕРЕВ, К. А. ИСПИРЯН, А. Т. МАРГАРИАН

МОНТЕ КАРЛО РАСЧЕТ ДЕТЕКТОРА РЕНТГЕНОВСКОГО
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МЕТОДА
ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Методом случайных испытаний вычислены различные характеристики детекторов рентгеновского переходного излучения, используя результаты теории переходного излучения в стопке пластин. Результаты сравнены с экспериментальными данными.

Ереванский физический институт
Ереван 1973

Scientific Report БФМ-43(73)

A. M. ZVEREV, K. A. ISPIRIAN, A. T. MARGARIAN

MONTE CARLO CALCULATION FOR X-RAY TRANSITION
RADIATION DETECTOR BASED ON THE ENERGY DEPOSITION
METHOD

Various characteristics of X-Ray transition radiation detectors are calculated by Monte Carlo method using the results of the transition radiation theory in a stack of plates. The results are compared with experimental data.

Yerevan Physics Institute
Yerevan, 1973

I. Введение

Метод энерговыделения для детектирования частиц высоких энергий посредством рентгеновского переходного излучения был предложен в 1961 г. [1]. Суть метода заключается в следующем. Первичная частица и образованные ею кванты рентгеновского переходного излучения после выхода из радиатора попадают на детектор-регистрирующее устройство, выходной сигнал которого пропорционален выделенной в нем энергии. Это энерговыделение, вообще, представляет собой сумму двух энерговыделений; первое из них обусловлено ионизационными потерями первичной частицы, второе — энергией квантов рентгеновского переходного излучения, поглотившихся в регистрирующем устройстве. Известно, что при ультрарелятивистских энергиях с увеличением энергии первичной частицы релятивистский рост ионизационных потерь прекращается из-за эффекта плотности в то время, как интенсивность рентгеновского переходного излучения еще продолжает расти. Если энерговыделение, обусловленное квантами переходного излучения будет порядка или больше энергетических потерь частицы в детекторе, то измерив суммарное энерговыделение, можно детектировать частицы высоких энергий, т.е. измерить их лоренц-фактор $\gamma = E/mc^2$.

Как показано еще в работе [1], если целесообразно радиатор рентгеновского переходного излучения изготовить из вещества с

малым значением атомного номера Z , то выгодно регистрирующее устройство сделать из вещества с большим Z . Тем самым, можно уменьшить поглощение квантов в радиаторе и при малых толщинах регистрирующего устройства увеличить относительный вклад энерговыделения от поглотившихся квантов по сравнению с ионизационными потерями, которые прямо пропорциональны толщине детектора. Поскольку в реальных детекторах рентгеновского переходного излучения энергия всех квантов, выходящих из радиатора, обычно составляет ~ 100 кэв с максимумом энергетического распределения в районе $\sim 10 + 20$ кэв, то наилучшие результаты можно получить с помощью регистрирующих устройств типа газовых сцинтилляционных или пропорциональных счетчиков, наполненных тяжелыми газами (аргон, криптон, ксенон) или же тонких полупроводниковых счетчиков, эффективно регистрирующих кванты с энергиями несколько десятков килоэлектронвольт, и имеющих достаточное энергетическое разрешение.

Хотя рентгеновское переходное излучение впервые было обнаружено [2] методом характеристического излучения, также предложенным в [1], и исследовано [3] после отклонения заряженных частиц магнитным полем, тем не менее в последнее время наиболее перспективным и исследованным оказался [4-7] метод энерговыделения. В этих работах показано, что, в самом деле, суммарное энерговыделение, например, в многонитевых пропорциональных счетчиках, находящихся за слоистыми радиаторами, больше энерговыделения, обусловленного ионизационными потерями проходящих частиц. При использовании последовательности нескольких пар радиатор + пропорциональный счетчик распределение суммарного энерговыделения, наблюдаемое во всех счетчиках, достаточно четко отличается от соот-

ветствующего распределения, обусловленного ионизационными потерями [6]. В работе [4] было указано, что методом дискриминации формы импульсов от пропорциональных счетчиков можно уменьшить вклад ионизационных потерь в суммарное энерговыделение. Появились сообщения [8] о том, что методом дискриминации формы импульсов от пропорциональных счетчиков удается полностью исключить вклад ионизационных потерь и измерить энерговыделение, обусловленное поглощенными квантами излучения. Представляет большой интерес сопоставить наилучшие экспериментальные данные, полученные методом энерговыделения, с теми, которые ожидаются по теории переходного излучения, что не сделано в этих работах.

В работе [1] не были учтены флуктуации ионизационных потерь а также флуктуации в образовании и поглощении излучения и было предложено сделать детектор частиц высоких энергий из последовательности нескольких пар радиатор + регистрирующее устройство.

В работе [9] приводятся результаты Монте Карло вычислений распределений суммарного и ионизационного энерговыделений в определенных детекторах переходного излучения, состоящих из последовательности нескольких систем радиатор + пропорциональный счетчик. Однако, в работе [9], во первых, распределение ионизационных потерь вычислено с помощью теорий флуктуаций энергетических потерь Лендау или Блянка-Дайзеганга, которые как известно при малых толщинах (см. например [6]) дают результаты, несогласующиеся с экспериментальными данными. Во вторых, в [9] при вычислении интенсивности переходного излучения использованы результаты теории для одной границы раздела. Как известно при высоких

энергиях, когда зоны формирования переходного излучения в среде и в вакууме становятся большими, чем толщина пластин и расстояния между ними, соответственно, очень важен учет интерференции излучений от отдельных границ слоистого радиатора. Следовательно, необходимо воспользоваться результатами теории переходного излучения в слоистых средах с учетом интерференции, и если необходимо с учётом поглощения.

В работе [10] разработан метод Монте Карло для вычисления распределения ионизационных потерь в тонких счетчиках и показано, что результаты, вычисленные этим методом, находятся в лучшем согласии с имеющимися экспериментальными данными по ионизационным потерям частиц высоких энергии в тонких пропорциональных счетчиках, чем результаты теорий Ландау и Бланка-Майзеганга.

Цель настоящей работы — используя метод, разработанный в [10] для вычисления ионизационных потерь, а также результаты теории переходного излучения в слоистых средах, методом Монте Карло вычислить распределение суммарного энерговыделения в определенных детекторах рентгеновского переходного излучения. Учитывая работу [8] мы приведем также распределение энерговыделения, обусловленного только квантами переходного излучения. Кроме описания метода мы полученные результаты сравним с экспериментальными результатами [6].

II. Описание метода и физические процессы.

Нижеописываемый метод вычислений разработан для нахождения распределения энерговыделений в детекторе рентгеновского переходного излучения, который схематически показан на рис. I. С учетом начальных данных, а именно, энергии и массы частицы, параметров

слоистого радиатора и регистрирующего устройства процессы, происходящие в детекторе моделируются следующим образом.

Согласно теории переходного излучения в слоистых средах разыгрывается энергия и место образования квантов. Используя известные сечения фото- и комптон-эффектов, с учетом геометрии проверяется доходит ли каждый из образованных квантов до регистрирующего устройства или нет. Если квант выходит из радиатора и попадает в регистрирующее устройство, то разыгрывается энергия, выделенная в нем благодаря фото- и комптон-эффектам в веществе последнего. Разыгрывается энерговыделение, обусловленное ионизационными потерями первичной частицы. Последнее суммируется к первому энерговыделению от квантов излучения той же частицы. Разыгрывая все эти процессы в трехмерном пространстве π раз, находятся спектральное распределение рентгеновского переходного излучения на выходе радиатора, распределения ионизационных потерь, энерговыделения от квантов излучения и суммарного энерговыделения.

Рассмотрим эти процессы отдельно.

Согласно теории переходного излучения, учитывающей интерференцию излучений от различных границ, конечность числа пластин m , а также влияние поглощения как на образование так и на прохождение квантов, число квантов, выходящих в направлении вперед из стопки, состоящей из m пластин с толщиной a и с расстояниями B между ними выражается формулой [11, 12]:

$$\frac{dN}{d(k\omega)} = \frac{4}{137\pi k\omega} \frac{|\omega_z^2 - 2ic\omega\mu|^2}{\omega^4} \int_0^{\infty} \frac{y [4e^{-\mu a} \sin^2 Y + (1 - e^{-\mu a})^2]}{(z+y)^2 \left| \eta + y - \frac{2ic\mu}{\omega} \right|^2} \psi(y) dy, \quad (I)$$

$$\xi = \gamma^{-2} = 1 - \beta^2; \quad \eta = \xi + \left(\frac{\omega_p'}{\omega}\right)^2; \quad Y = \pi \left(\frac{\omega_a''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_a'} + \frac{a \omega}{4\pi \nu y} \right);$$

$$y = \theta^2; \quad \omega_{(a,p)}' = \frac{4\pi \nu}{(a,p)} \gamma^2; \quad \omega_{(a,p)}'' = \frac{(a,p) \omega_p'^2}{4\pi \nu}; \quad p = a + b;$$

$$Y(y) = \frac{4 e^{-\mu a m} \sin^2 m X + (1 - e^{-\mu a m})^2}{4 e^{-\mu a} \sin^2 X + (1 - e^{-\mu a})^2};$$

$$X = \pi \left(\frac{\omega_a''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_p'} + \frac{p \omega}{4\pi \nu y} \right). \quad (2)$$

В этих выражениях $\beta = v/c$ — скорость частицы, $\omega_p' = \frac{29}{\hbar} \sqrt{\frac{Z}{A}} \left(\frac{e \hbar}{m} \right)$ — плазменная частота вещества пластин, ω и θ — частота и угол излученного кванта, μ — коэффициент поглощения вещества пластины по амплитуде поля, равный половине обычных коэффициентов поглощения.

При

$$m \gg \omega_p'/\omega \quad \text{и} \quad \mu a m < 1 \quad (3)$$

легче воспользоваться более простой формулой переходного излучения для числа квантов с одного сантиметра пути в сложной среде без учета поглощения [13,14]:

$$\frac{dN}{d\omega'} = \frac{4}{134\pi} \frac{(1+\lambda)}{a} \sum_K \frac{\left[1 - \frac{\omega'}{4E'K} - \frac{1}{\omega'K}\right]}{K \omega'^3 \left(1 - \frac{1}{\omega'K}\right)^2 \left(1 + \frac{\lambda}{\omega'K}\right)^2} \sin^2 \left[\frac{2\pi K}{1+\lambda} \left(1 - \frac{1}{\omega'K}\right) \right] \quad (4)$$

где $\lambda = b/a$, а ω' и E' — частота излучения и энергия порывчатой частицы в единицах $\omega_0 = a c \alpha_e N_e$ и $E_0 = a m c^2 (1+\lambda)^{1/2} \left(\frac{e \hbar}{m} \right)$.

ответствующего распределения, обусловленного ионизационными потерями [6]. В работе [4] было указано, что методом дискриминации формы импульсов от пропорциональных счетчиков можно уменьшить вклад ионизационных потерь в суммарное энерговыделение. Появились сообщения [8] о том, что методом дискриминации формы импульсов от пропорциональных счетчиков удается полностью исключить вклад ионизационных потерь и измерить энерговыделение, обусловленное поглощенными квантами излучения. Представляет большой интерес сопоставить наилучшие экспериментальные данные, полученные методом энерговыделения, с теми, которые следуют из теории переходного излучения, что не сделано в этих работах.

В работе [1] не были учтены флуктуации ионизационных потерь а также флуктуации в образовании и поглощении излучения и было предложено сделать детектор частиц высоких энергий из последовательности нескольких пар радиатор + регистрирующее устройство.

В работе [9] приводятся результаты Монте Карло вычислений распределений суммарного и ионизационного энерговыделений в определенных детекторах переходного излучения, состоящих из последовательности нескольких систем радиатор + пропорциональный счетчик. Однако, в работе [9], во первых, распределение ионизационных потерь вычислено с помощью теорий флуктуаций энергетических потерь Ландау или Бланка-Дайзеганга, которые как известно при малых толщинах (см. например [6]) дают результаты, несогласующиеся с экспериментальными данными. Во вторых, в [9] при вычислении интенсивности переходного излучения использованы результаты теории для одной границы раздела. Как известно при высоких

энергиях, когда зоны формирования переходного излучения в среде и в вакууме становятся большими, чем толщина пластин и расстояния между ними, соответственно, очень важен учет интерференции излучений от отдельных границ слоистого радиатора. Следовательно, необходимо воспользоваться результатами теории переходного излучения в слоистых средах с учетом интерференции, и если необходимо с учетом поглощения.

В работе [10] разработан метод Монте Карло для вычисления распределения ионизационных потерь в тонких счетчиках и показано, что результаты, вычисленные этим методом, находятся в лучшем согласии с имеющимися экспериментальными данными по ионизационным потерям частиц высоких энергии в тонких пропорциональных счетчиках, чем результаты теорий Ландау и Бланка-Лайзеганга.

Цель настоящей работы — используя метод, разработанный в [10] для вычисления ионизационных потерь, а также результаты теории переходного излучения в слоистых средах, методом Монте Карло вычислить распределение суммарного энерговыделения в определенных детекторах рентгеновского переходного излучения. Учитывая работу [8] мы приведем также распределение энерговыделения, обусловленного только квантами переходного излучения. Кроме описания метода мы полученные результаты сравним с экспериментальными результатами [6].

II. Описание метода и физические процессы.

Ниже описываемый метод вычислений разработан для нахождения распределений энерговыделений в детекторе рентгеновского переходного излучения, который схематически показан на рис. I. С учетом начальных данных, а именно, энергии и массы частицы, параметров

слоистого радиатора и регистрирующего устройства процессы, происходящие в детекторе моделируются следующим образом.

Согласно теории переходного излучения в слоистых средах разыгрывается энергия и место образования квантов. Используя известные сечения фото- и комптон-эффектов, с учетом геометрии проверяется доходит ли каждый из образованных квантов до регистрирующего устройства или нет. Если квант выходит из радиатора и попадает в регистрирующее устройство, то разыгрывается энергия, выделенная в нем благодаря фото- и комптон-эффектам в веществе последнего. Разыгрывается энерговыделение, обусловленное ионизационными потерями первичной частицы. Последнее суммируется к первому энерговыделению от квантов излучения той же частицы. Разыгрывая все эти процессы в трехмерном пространстве Π раз, находятся спектральное распределение рентгеновского переходного излучения на выходе радиатора, распределения ионизационных потерь, энерговыделения от квантов излучения и суммарного энерговыделения.

Рассмотрим эти процессы отдельно.

Согласно теории переходного излучения, учитывающей интерференцию излучений от различных границ, конечность числа пластин m , а также влияние поглощения как на образование так и на прохождения квантов, число квантов, выходящих в направлении вперед из стопки, состоящей из m пластин с толщиной a и с расстояниями B между ними выражается формулой [11, 12]:

$$\frac{dN}{d(kw)} = \frac{4}{137\pi kw} \frac{|w_E^2 - 2icw\mu|^2}{w^4} \int_0^\infty \frac{y [4e^{-\mu a} \sin^2 Y + (1 - e^{-\mu a})^2]}{(z+y)^2 |z+y - \frac{2ic\mu}{w}|^2} \psi(y) dy, \quad (I)$$

4.10

$$\xi = \gamma^{-2} = 1 - \beta^2; \eta = \xi + \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2; Y = \pi \left(\frac{\omega_a''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_p'} + \frac{a\omega}{4\pi v} y \right);$$

$$y = \theta^2; \omega_{(a,p)}' = \frac{4\pi v}{(a,p)} \gamma^2; \omega_{(a,p)}'' = \frac{(a,p) \omega_p^2}{4\pi v}; P = a + b;$$

$$\Psi(y) = \frac{4 e^{-\mu a m} \sin^2 mX + (1 - e^{-\mu a m})^2}{4 e^{-\mu a} \sin^2 X + (1 - e^{-\mu a})^2};$$

$$X = \pi \left(\frac{\omega_a''}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_p'} + \frac{P\omega}{4\pi v} y \right). \quad (2)$$

В этих выражениях $\beta = v/c$ - скорость частицы, $\omega_p = \frac{29}{h} \sqrt{\frac{Z}{A}} \left(\frac{29}{h} \right)$ плазменная частота вещества пластин, ω и θ - частота и угол излученного кванта, μ - коэффициент поглощения вещества пластин по амплитуде поля, равный половине обычных коэффициентов поглощения.

При

$$m \gg \omega_p'/\omega \quad \text{и} \quad \mu a m < 1 \quad (3)$$

лучше воспользоваться более простой формулой переходного излучения для числа квантов с одного сантиметра пути в слоистой среде без учета поглощения [13,14]:

$$\frac{dN}{d\omega'} = \frac{4}{134\pi} \frac{(1+\lambda)}{a} \sum_k \frac{\left[1 - \frac{4\omega'}{A E'^2 k} - \frac{1}{\omega' k} \right]}{k^3 \omega'^3 \left(1 - \frac{1}{\omega' k} \right)^2 \left(1 + \frac{\lambda}{\omega' k} \right)^2} \sin^2 \left[\frac{2\pi k}{1+\lambda} \left(1 - \frac{1}{\omega' k} \right) k a \right]$$

где $\lambda = b/a$, а ω' и E' - частота излучения и энергия первичной частицы в единицах $\omega_0 = a c r_e N_e$ и $E_0 = a m c^2 (1+\lambda)^{1/2} \left(\frac{r_e N_e}{\pi} \right)^{1/2}$.

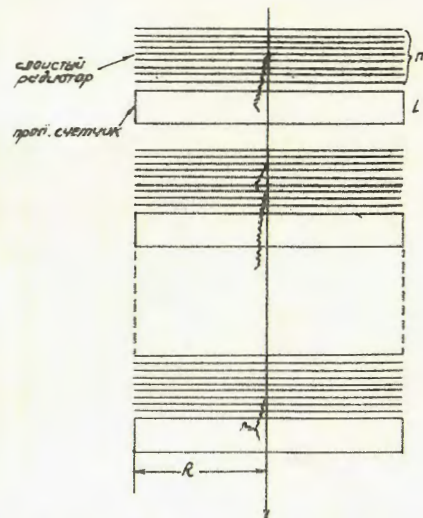


Рис.1. Схема детектора рентгеновского переходного излучения.

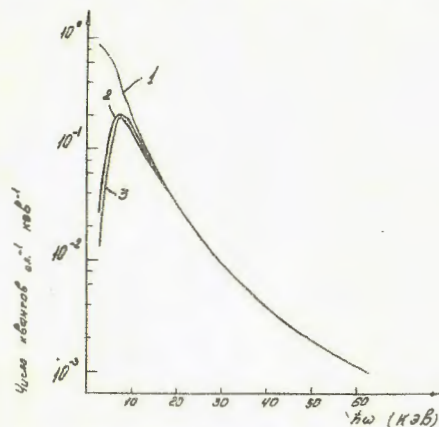


Рис.2. Спектральное распределение числа квантов переходного излучения. "1" - спектр образования, вычисленный по формуле (4); "2" - спектр на выходе радиатора, вычисленный по (4) и (5); "3" - спектр на выходе радиатора, вычисленный по (1).

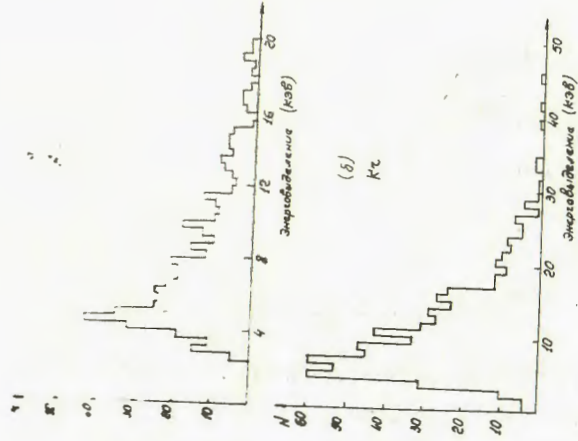


Рис.3 Распределение энерговыделения, обусловленного поглощенными квантами излучения, в одном счетчике, наполненном аргоном (а) и криптоном (б).

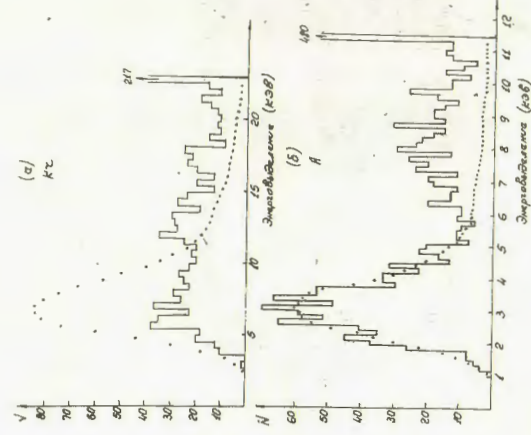


Рис.4 Распределения суммарного и ионизационного энерговыделений в одном счетчике, наполненном криптоном (а) и аргоном (б). Распределения (а) приведены для одинакового числа электронов = 1100, а распределения (б) нормированы, следуя работе 6.

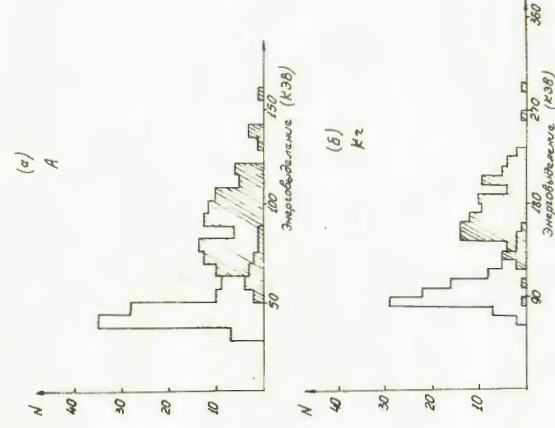


Рис.5 Распределения суммарного (заштрихованная гистограмма) и ионизационного энерговыделений электронов с $E = 3$ Гэв в II счетчиках, наполненных аргоном (а) и криптоном (б).

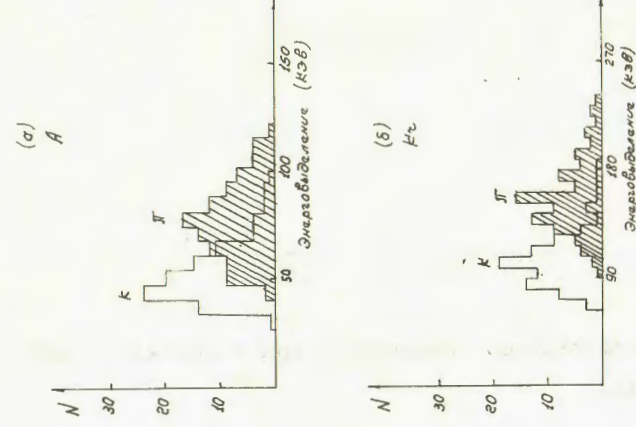


Рис.6 Распределения суммарных энерговыделений пионов (заштрихованная гистограмма) и каонов с импульсами 400 Гэв/с в II счетчиках, наполненных аргоном (а) и криптоном (б).

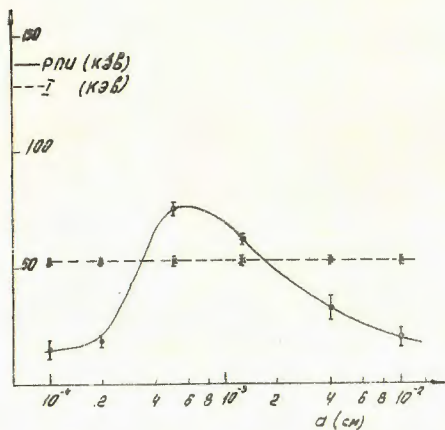


Рис.7. Зависимость энергии поглощенных квантов излучения от толщины слоев.

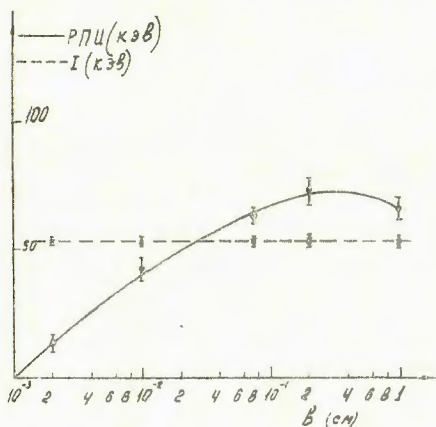


Рис.8. Зависимость энергии поглощенных квантов излучения от расстояния между слоями.

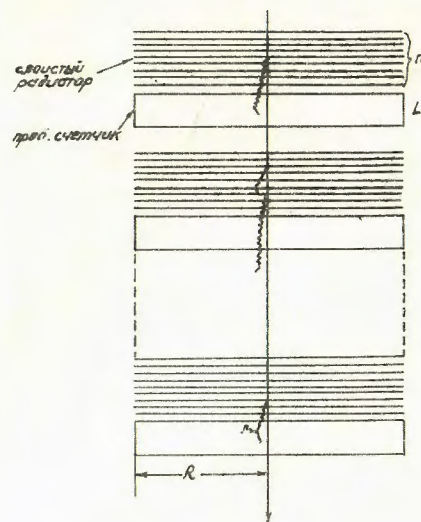


Рис.1. Схема детектора рентгеновского переходного излучения.

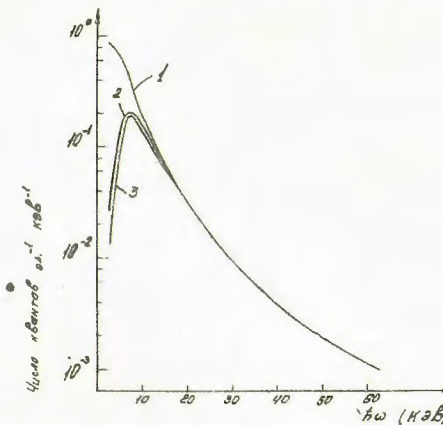


Рис.2. Спектральное распределение числа квантов переходного излучения "1" - спектр образования, вычисленный по формуле (4); "2" - спектр на выходе радиатора, вычисленный по (4) и (5); "3" - спектр на выходе радиатора, вычисленный по (1).

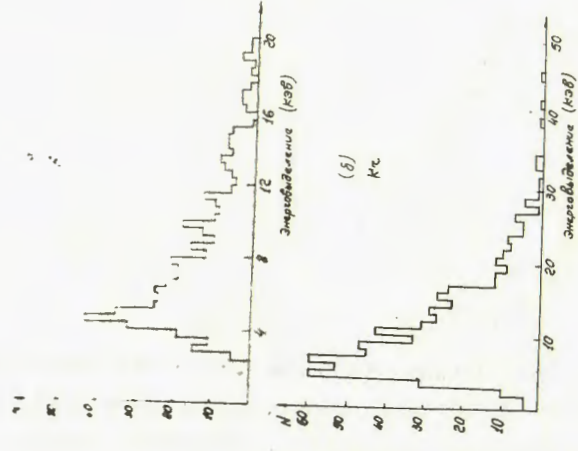


Рис.3 Распределение энерговыделения, обусловленного поглощенными квантами излучения, в одном счетчике, наполненном аргоном (а) и криптоном (б).

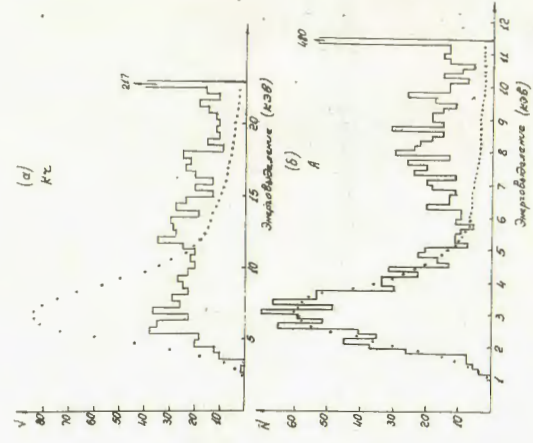


Рис.4 Распределения суммарного и ионизационного энерговыделений в одном счетчике, наполненном криптоном (а) и аргоном (б). Распределения (а) приведены для одинакового числа электронов = 1100, а распределения (б) нормированы, следуя работе б.

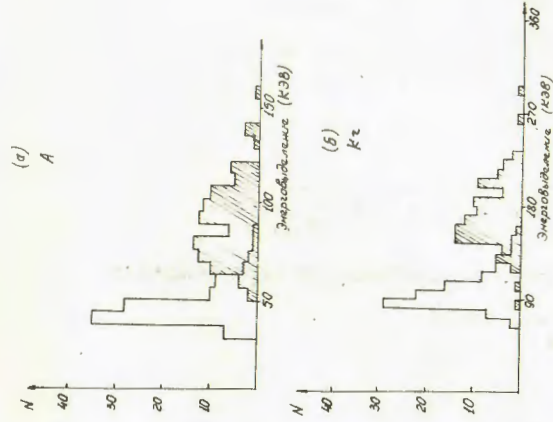


Рис.5 Распределения суммарного (заштрихованная гистограмма) и ионизационного энерговыделений электронов с $E = 3$ Гэв в II счетчиках, наполненных аргоном (а) и криптоном (б).

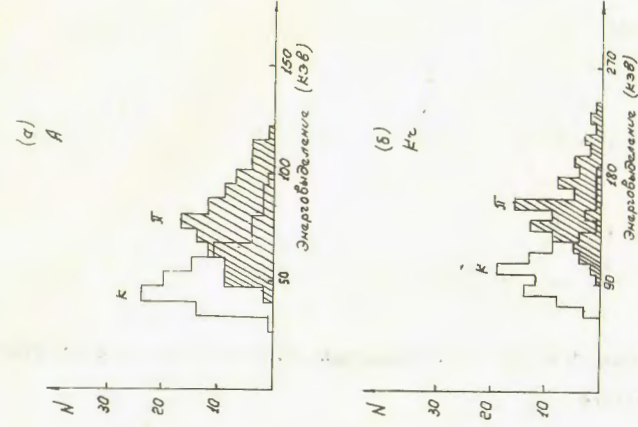


Рис.6 Распределения суммарных энерговыделений пионов (заштрихованная гистограмма) и каонов с импульсами 400 Гэв/с в II счетчиках, наполненных аргоном (а) и криптоном (б).

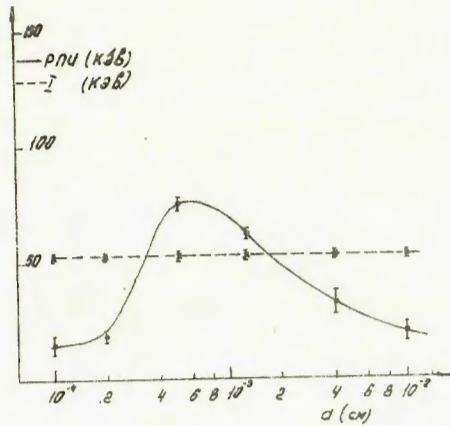


Рис.7. Зависимость энергии поглощенных квантов излучения от толщины слоев.

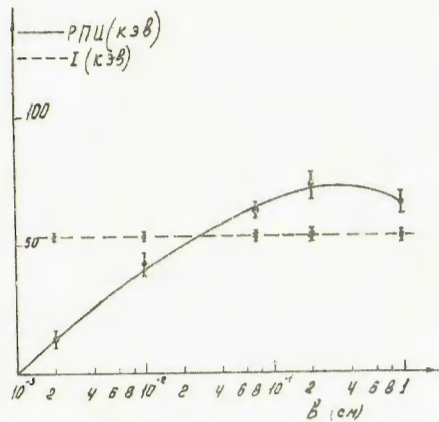


Рис.8. Зависимость энергии поглощенных квантов излучения от расстояния между слоями.

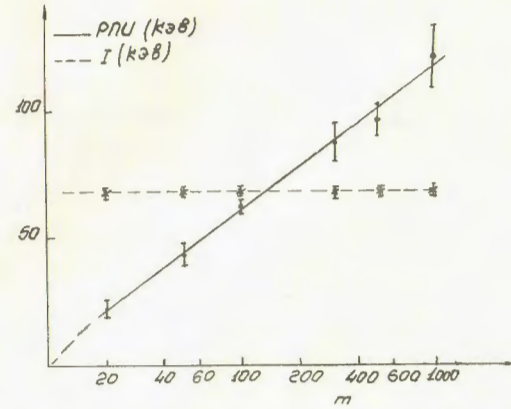


Рис.9. Зависимость энергии поглощенных квантов излучения от числа слоев.

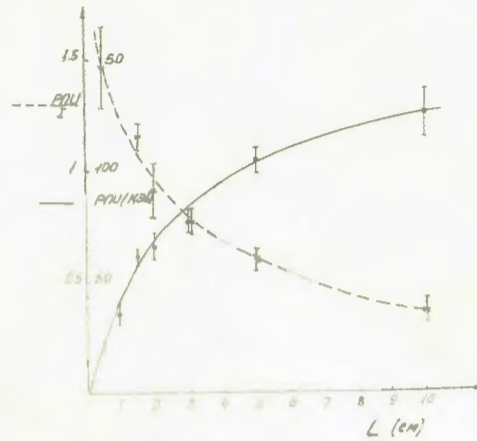


Рис.10. Зависимость энергии поглощенных квантов излучения от толщины счетчиков.

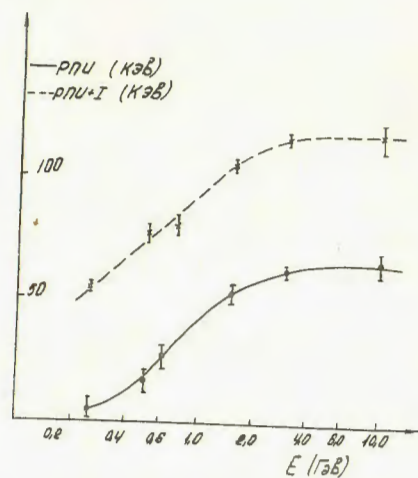


Рис. II. Зависимость энергии поглощенных квантов излучения от энергии электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И.Алиханян, Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, М.Л.Тер-Микаелян, *ЖЭТФ*, 41, 2002, 1961.
2. Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян. *Изв.АН СССР, серия физическая*, 28, 1966, 1964; *ИФ*, 1, 842, 1965.
3. Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян, А.А.Франгян. *Письма ЖЭТФ*, 4, 277, 1966; *ЖЭТФ*, 52, 1121, 1967.
4. H.Uto, L.C.L.Yuan, F.G.Dell, C.L.Wang, *Nucl.Instr.& Meth.* 27, 389, 1971.
5. L.C.L.Yuang H.Uto, G.F.Dell, P.W.Alley, *Phys.Lett.*, 40B, 689, 1972.
6. F.Harris et al., *Preprint Oxford University*, 57/72, 1972; *Nucl.Instr. & Meth.*, 107, 413, 1973.
7. A.I.Alikhanian, S.A.Kankanian, A.G.Oganesian, A.G.Tamarian, *Preprint EPI-ME-18(72)*, 1972; *Phys.Rev.Lett.* 30, 109, 1973.
8. Bateman et al., *Proc.Intern.Conf.on Instr. In High Energy Phys. Frascati, Italy, 1973.*(Abstract).
9. H.Ellsworth et al., *Preprint University of Maryland, MdPr-TR-019*, 1970.
10. K.A.Ispirian, A.T.Margarian, A.M.Zverev, *Scientific Report*, EPI-8-72, 1972; *Nucl.Instr.& Meth.* (to be published).
11. Г.М.Гарибян. *Изв.АН Арм.ССР, Физика*, 6, 3, 1971.
12. Г.М.Гарибян. *Научное сообщение ЕФИ-27(73)*, Ереван
13. М.Л.Тер-Микаелян, А.Д.Газазян. *ЖЭТФ*, 39, 1993, 1960
14. Г.М.Гарибян, И.И. Гольдман. *ДАН Арм.ССР*, 31, 219, 1960.
15. Г.М.Гарибян, К.А.Испирян. *Письма ЖЭТФ*, 16, 585, 1972.

Рукопись поступила 17 июля 197.



Редактор Л.П.Мукаян

Заказ 0473

ВФ-03424

Тираж 480

Подписано к печати 25/Х-73г. Формат издания 30х40

1,5 уч.изд.л. Ц.10 к.

Отпечатано на ротапринте
Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маркаряна 2