

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074

ЧЕРЕНКОВСКИЙ МОНИТОР ПРОТОННОГО ПУЧКА

© 2021 г. Р. М. Джилкибаев*

*Институт ядерных исследований РАН
Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а*

**e-mail: rmd@inr.ru*

Поступила в редакцию 03.03.2021 г.

После доработки 16.03.2021 г.

Принята к публикации 19.03.2021 г.

Представлены результаты исследования черенковского монитора протонного пучка. Описана электроника, состоящая из предусилителя и усилителя сигналов детектора. Проведено сравнение измеренной формы сигналов с результатами моделирования сигналов в мониторе при регистрации протонов. Измерена относительная дисперсия коэффициента усиления фотоэлектронного умножителя для одиночных фотоэлектронов. Получено хорошее согласие результатов измерений мониторов с показаниями индукционного датчика тока протонного пучка. Монитор не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ, что важно для подавления низкоэнергичного фона.

DOI: 10.31857/S0032816221040145

1. ВВЕДЕНИЕ

Цель данной работы – разработка монитора, работающего в широком диапазоне интенсивностей и длительностей импульса протонного пучка в условиях сильного низкоэнергичного электромагнитного фона и обеспечивающего измерение в режиме *on line* временной структуры и числа протонов в каждом импульсе протонного пучка.

Представленный в данной работе монитор протонного пучка с энергией 209 МэВ предназначен для работы на медицинском канале центра коллективного пользования ИЯИ РАН в диапазоне интенсивностей протонного пучка от малых импульсных токов 0.1 мкА до 10 мА. Ускоритель протонов работает в диапазоне частот 1–50 Гц, длительность импульса протонов составляет от 0.3 до 100 мкс. Известные к настоящему времени детекторы, такие как ионизационные камеры [1–3] и индукционные датчики тока [4, 5], не могут работать в таком широком диапазоне интенсивностей. Так, ионизационные камеры хорошо работают в области сравнительно малых токов, а при больших токах в них возникают нелинейные эффекты, связанные с пространственным зарядом и рекомбинацией ионов в газе камеры. Индукционные датчики тока хорошо работают при сравнительно больших токах, выше 1 мкА.

Принцип действия монитора протонного пучка основан на регистрации черенковского излучения от дельта-электронов, рожденных в тонком (1 мм) стеклянном радиаторе. При этом сами протоны с энергией 209 МэВ не могут излучать

свет в радиаторе с показателем преломления 1.515, поскольку порог черенковского излучения протонов в таком радиаторе равен 311 МэВ. Черенковское излучение от заряженной частицы в радиаторе возникает, если скорость частицы v больше скорости света в среде радиатора с показателем преломления n . Это приводит к следующему условию возникновения черенковского излучения заряженной частицы в радиаторе: $v/c > 1/n$. Порог черенковского излучения электронов в используемом радиаторе равен 170 кэВ. Протон с энергией < 89 МэВ не образует дельта-электронов с энергией больше 170 кэВ. Для черенковского излучения нет нелинейных эффектов, связанных с плотностью потока протонов в диапазоне импульсных токов от 0.1 мкА до 10 мА. Однако существует интегральный эффект, связанный с потемнением стекла от радиационных повреждений при прохождении протонов через радиатор. В нашем случае при работе с обычным стеклом наблюдался эффект потемнения стекла на 10–15% при работе в течение 2 сут с импульсным током ~ 10 мА. Использование радиационно-стойкого кварцевого стекла КУ-1 позволит уменьшить это влияние в 10–100 раз.

2. ОПИСАНИЕ МОНИТОРА

Конструкция монитора протонного пучка и расположение детекторов на пучке протонов показаны на рис. 1а. В качестве радиатора использовано обычное (не радиационно-стойкое) предметное стекло с показателем преломления $n =$

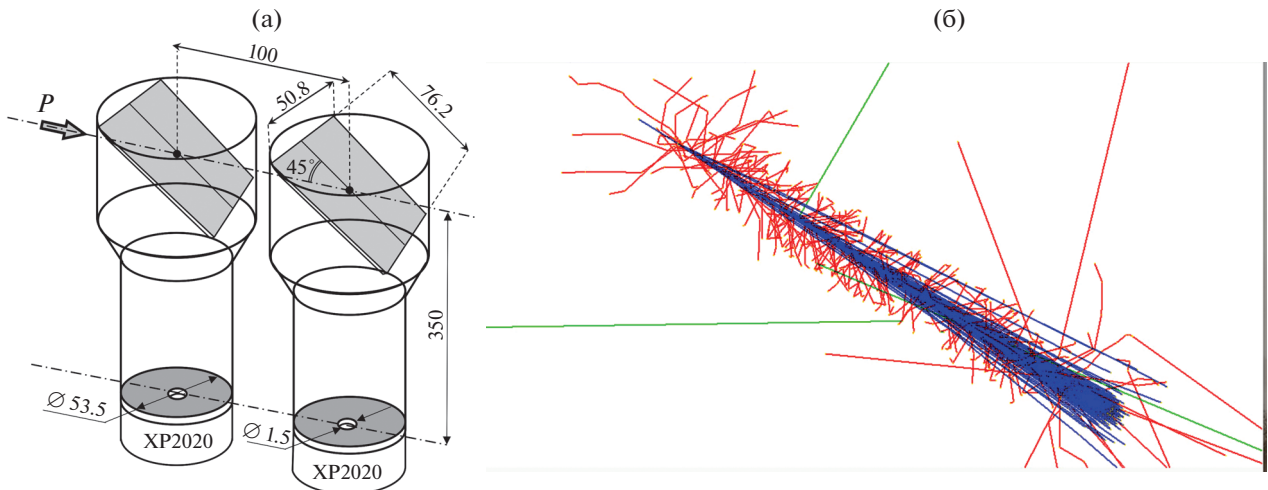


Рис. 1. а – конструкция и схема расположения мониторов на пучке протонов; б – результат моделирования прохождения 1000 протонов с энергией 209 МэВ через радиатор монитора.

= 1.515. Радиатор размером 50.8 × 76.2 × 1 мм помещен в тонкий светоизолированный контейнер под углом 45°. Фотокатод фотоэлектронного умножителя XP2020 расположен на расстоянии $L = 350$ мм от центра радиатора за ослабляющей световой поток диафрагмой диаметром 1.5 мм.

Моделирование процессов образования дельта-электронов при прохождении протонов через радиатор осуществляли с помощью программы GEANT4 [6]. На рис. 1б показан результат моделирования прохождения 1000 протонов с энерги-

ей 209 МэВ через радиатор толщиной 1 мм. Согласно рис. 1б, первоначальный пучок протонов уширяется вследствие рассеяния в веществе радиатора и “обрастает шубой” из дельта-электронов. Вероятность $P(E)$ образования дельта-электрона [7] с энергией E равна:

$$P(E) = WdE/E^2.$$

Здесь $W = Kd\rho/\beta^2$, где $K = 0.077$ МэВ/г/см²; d , см – толщина радиатора; ρ , г/см³ – плотность вещества радиатора; β – относительная скорость протонов в радиаторе.

Число N дельта-электронов с энергией, превышающей E_0 , можно получить интегрированием вышеприведенной формулы для вероятности $P(E)$ в пределах от E_0 до максимально возможной энергии $E_m = 2mc^2\beta^2/(1 - \beta^2)$, которая может быть передана протоном электрону. В результате получаем следующее выражение для числа дельта-электронов с энергией $E > E_0$, образованных протоном с энергией 209 МэВ в радиаторе толщиной 1 мм:

$$N(E > E_0) = W(1/E_0 - 1/E_m).$$

Зависимость $N(E > E_0)$ показана на рис. 2.

Согласно графику на рис. 2, протон с энергией 209 МэВ при прохождении радиатора толщиной 1 мм образует 0.2 дельта-электрона с энергией выше 170 кэВ. Пробег R , г/см², дельта-электронов в радиаторе с кинетической энергией E в области 0.1–0.5 МэВ описывается формулой [7]: $R = 0.71E^{1.72}$. Число фотонов черенковского излучения от электронов в радиаторе в области чувствительности фотоумножителя на единицу длины пробега можно оценить по формуле [8]: $N_{ch} = 500(1 - 1/(\beta_e n)^2)/1$ см, где β_e – относительная

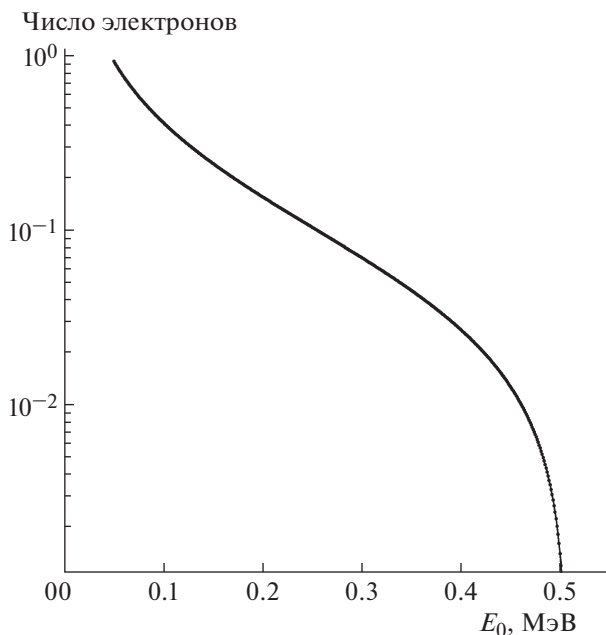


Рис. 2. Число дельта-электронов, образованных протоном с энергией 209 МэВ в радиаторе толщиной 1 мм, в диапазоне энергий $E > E_0$.

скорость электрона, n – показатель преломления света в радиаторе.

Таким образом, оценка числа фотонов N_{de} черенковского излучения от дельта-электронов при прохождении протонов с энергией 209 МэВ через стеклянный радиатор толщиной 1 мм сводится к интегрированию выражения $N_{de} = (W/E^2)N_{ch}(1/2)RdE$ в пределах от пороговой энергии $E_{th} = 170$ кэВ до максимально возможной $E_m = 0.51$ МэВ. При этом в формуле для числа фотонов N_{de} берется половина длины пробега R для учета эффекта уменьшения числа черенковских фотонов, связанного с непрерывными потерями энергии электрона вдоль трека. Интегрирование дает оценочное число фотонов N_{de} , равное 0.5 фотона/протон. Детальное моделирование прохождения 10^5 протонов через радиатор с излучением черенковских фотонов от дельта-электронов с помощью программы GEANT4 дает число фотонов $N_{de} = (0.47 \pm 0.003)$ фотонов/протон, что находится в хорошем согласии с вышеприведенной оценкой.

Черенковские фотоны попадают через диафрагму на фотокатод фотоумножителя и выбивают фотоэлектроны с вероятностью, равной квантовой эффективности фотокатода $\epsilon \sim 20\%$. После образования фотоэлектрона происходит лавинообразное усиление заряда в диодной системе фотоумножителя. Процесс образования фотоэлектронов носит стохастический характер. Процесс усиления в фотоумножителе также имеет стохастический характер. Каждый фотоэлектрон усиливается в фотоумножителе с разным коэффициентом усиления. Регистрируемый заряд Q складывается из суммы случайных процессов усиления. Суммарный заряд Q в одном событии можно выразить в упрощенной форме как произведение двух случайных величин N и усредненного усиления G_{avr} фотоумножителя следующим образом:

$$Q = e \sum_{i=1}^N G_i = eNG_{avr} = eN \sum_{i=1}^N G_i/N, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, G_i – усиление для i -го фотоэлектрона.

Относительная флуктуация регистрируемого заряда зависит от флуктуации числа фотоэлектронов и флуктуации усиления фотоумножителя δG_i при регистрации одиночного фотоэлектрона следующим образом [9, 10]:

$$\begin{aligned} (\delta Q/Q)^2 &= 1/N + (\delta G_{avr}/G_{avr})^2 = \\ &= (1 + (\delta G_i/G_{avr})^2)/N. \end{aligned} \quad (2)$$

Относительная дисперсия усиления $\delta G_i/G_{avr}$ фотоумножителя может быть измерена при регистрации одиночных фотоэлектронов с помощью

быстрого светодиода и будет обсуждаться в следующем разделе. Регистрация одиночных фотоэлектронов приводит к появлению на выходе усилителя фотоумножителя импульса тока длительностью ~ 25 нс, пропорционального заряду Q . Точность измерения тока определяется формулой (2) и зависит от числа фотоэлектронов в интервале времени $\tau \sim 25$ нс. Коэффициент светосбора η черенковских фотонов через диафрагму на фотокатод фотоумножителя оценивается по формуле: $\eta = (1/16)(d/L)^2$, где d – диаметр диафрагмы и L – расстояние от радиатора до фотокатода фотоумножителя, и составляет 10^{-6} . Можно оценить регистрируемое монитором число фотоэлектронов в этом интервале времени для импульсного тока I протонного пучка, равного 10 мА, следующим образом:

$$\begin{aligned} N_{pe} &= IN_{de} \cdot 1.4\epsilon\eta = \\ &= 6 \cdot 10^{16} \cdot 0.47 \cdot 1.4 \cdot 0.2 \cdot 2.5 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-6} = 200. \end{aligned}$$

Эффективная толщина радиатора, имеющего наклон 45° к протонному пучку, учитывается дополнительным множителем 1.4 в вышеприведенной формуле. Для измерений импульсных токов ~ 0.1 мкА необходимо увеличить коэффициент светосбора на пять порядков, и величина $\eta \sim 0.1$ может быть сравнительно легко получена удалением диафрагмы и уменьшением расстояния L до ~ 50 мм. Монитор имеет важное свойство для подавления низкоэнергичного фона, состоящее в том, что он не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ.

3. ЭЛЕКТРОНИКА ДЕТЕКТОРА

Для проведения измерений формы импульсов с монитором протонного пучка разработана электроника, состоящая из предусилителя с парафазным выходом и дифференциального усилителя. Предусилители установлены на расстоянии 5 м от монитора для уменьшения радиационного фона от пучка. Сигналы от детектора к предусилителю передаются по коаксиальному кабелю РК-50-3. Для предусилителя выбрана известная схема [11] быстрого усилителя с общей базой с транзисторами на входе и входным сопротивлением 50 Ом. Принципиальная схема предусилителя с парафазным выходом на основе микросхемы AD8138 [12] показана на рис. 3. Аналоговые парафазные сигналы с выхода предусилителя передаются по длинному (≈ 50 м) кабелю (UTP Cat. 5E) на входы усилителя в измерительную комнату. Питание предусилителей ± 6 В подается по этому же кабелю.

Усилитель имеет дифференциальный вход, усиливающий разность сигналов на входе. Шумы от наводки внешних сигналов на кабель на входе усилителя имеют одну полярность, поэтому результирующий сигнал от шумов наводки будет

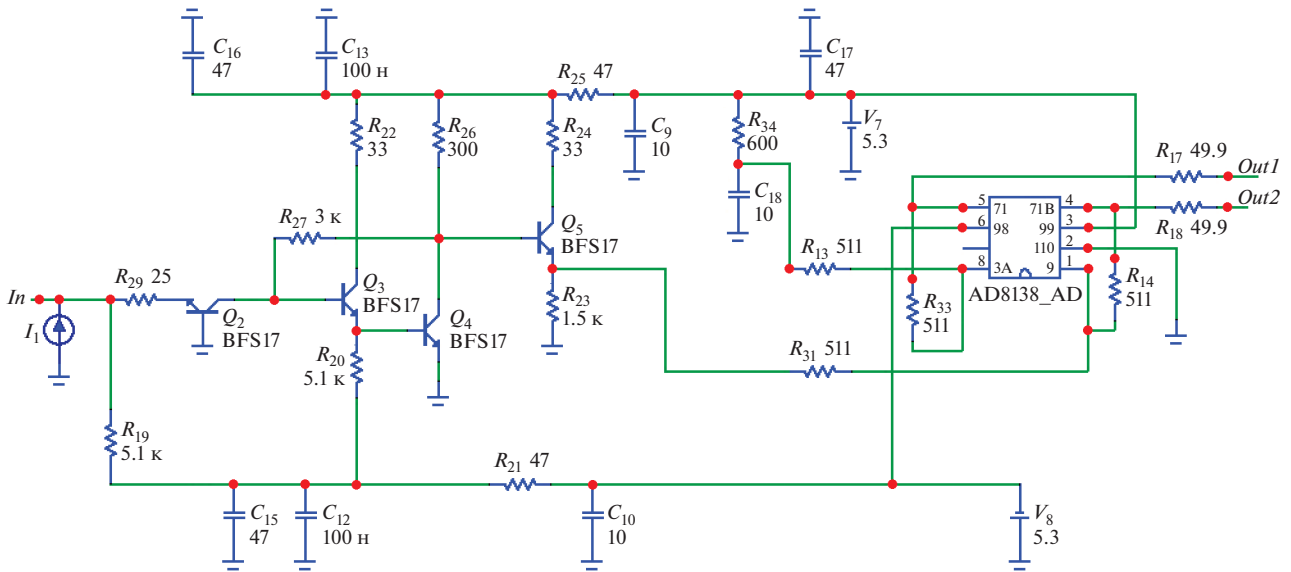


Рис. 3. Принципиальная схема предусилителя с парафазным выходом.

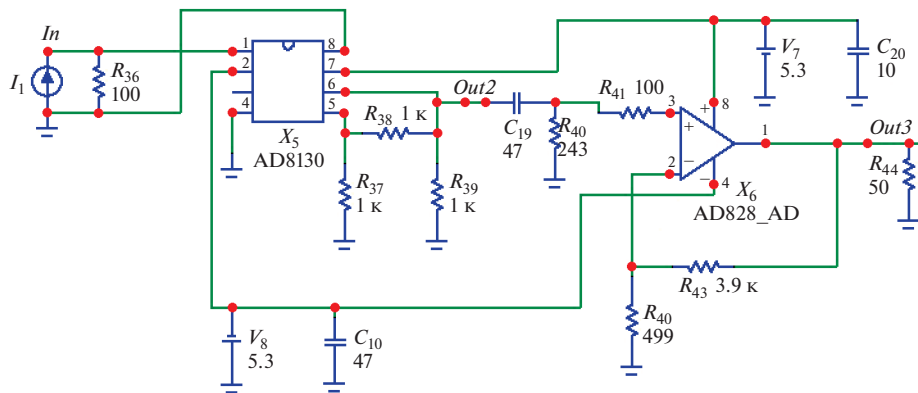


Рис. 4. Принципиальная схема дифференциального усилителя.

компенсироваться. Принципиальная схема дифференциального усилителя с парафазным входом на основе микросхем AD8130 и AD828 показана на рис. 4.

4. КАЛИБРОВКА ФОТОУМНОЖИТЕЛЯ ОДИНОЧНЫМИ ФОТОЭЛЕКТРОНАМИ

Схема измерения одиночных фотоэлектронов с помощью быстрого светодиода и генератора импульсов представлена на рис. 5а. Светодиод LED (Light-Emitting Diode) запускался сигналом прямоугольной формы с амплитудами 2.92 и 2.95 В и длительностью 60 нс от генератора. С помощью диафрагмы подбиралось ослабление светового потока для измерения одиночных фотоэлектронов. Форма импульсов одиночных фотоэлектронов фотоумножителя PM (Photomultiplier) измерялась с помощью 12-битного 16-канального ана-

лого-цифрового преобразователя WFD (Waveform Digitizer) CAEN DT5742 [13]. Устройство работало на частоте 2.5 ГГц с измерением амплитуды сигналов в 1024 точках с интервалом 0.4 нс. Во время измерений на PM подавалось напряжение 1800 В.

Процесс образования среднего числа μ фотоэлектронов от световой вспышки светодиода носит стохастический характер и описывается статистикой Пуассона. Вероятность регистрации n фотоэлектронов равна $P(n) = \mu^n e^{-\mu} / n!$. Процесс усиления в фотоумножителе также имеет стохастический характер. Каждый фотоэлектрон усиливается в фотоумножителе с разным коэффициентом усиления. Регистрируемый фотоумножителем заряд складывается из суммы случайных процессов усиления. В работе [14] предложен метод калибровки фотоумножителя по измерению одиночных фотоэлектронов. Спектр регистриру-

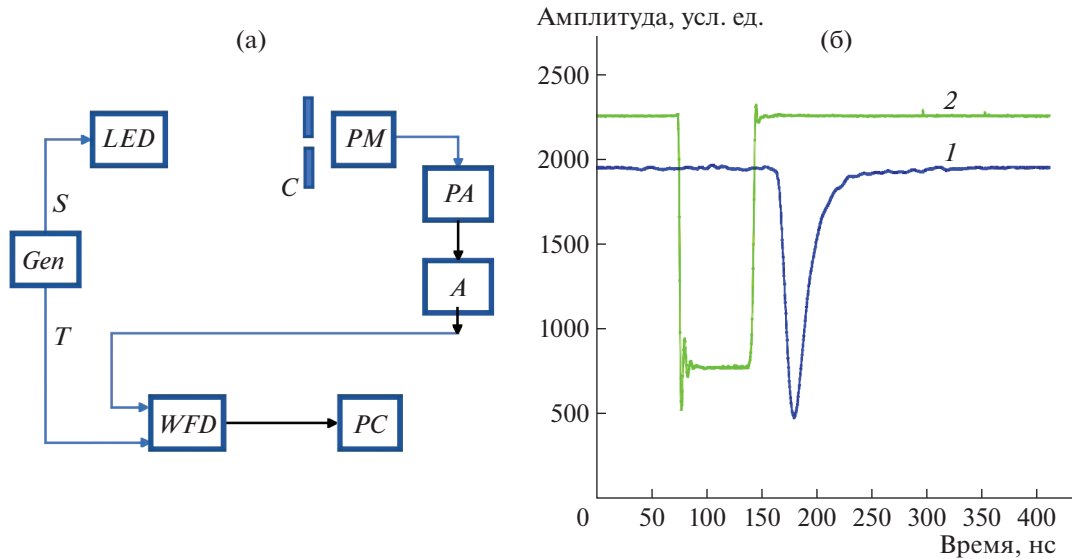


Рис. 5. а – схема измерения одиночных фотоэлектронов с помощью быстрого светодиода. *LED* – светодиод, *Gen* – генератор, *C* – диафрагма, *PM* – фотоумножитель XP2020, *PA* – предусилитель, *A* – усилитель, *WFD* – аналого-цифровой преобразователь CAEN DT5742, *PC* – персональный компьютер, *S* – сигнал на светодиод, *T* – триггерный сигнал; б – типовой сигнал фотоумножителя от одиночного фотоэлектрона с выхода усилителя (1) и сигнал генератора для запуска светодиода (2).

емых фотоумножителем зарядов $Q(x)$ описывается как сумма сигналов от фоновых процессов $B(x)$ и сигналов от фотоэлектронов $P(x)$ [14]:

$$Q(x) = N_0(B(x) + P(x)),$$

где

$$B(x) = \left\{ \frac{(1-w)}{\sigma_0\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + w\theta(x-Q_0)\alpha \exp(-\alpha(x-Q_0)) \right\} \exp(-\mu);$$

$$P(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi n}} \times \exp\left(-\frac{(x-Q_0-Q_{sh}-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right), \quad Q_{sh} = \frac{w}{\alpha}.$$

Здесь Q_0 и σ_0 – соответственно среднее значение и дисперсия пьедестала при измерении регистрируемого фотоумножителем заряда при отсутствии первичных фотоэлектронов ($n = 0$); параметры w и α описывают вклад фоновых процессов; $\theta(x) = [0, 1]$ соответственно при $x < 0$ и $x > 0$ – ступенчатая функция; Q_1 и σ_1 – соответственно среднее значение и дисперсия сигнала от одного фотоэлектрона; Q_{sh} – смещение пьедестала, связанное с фоном; N_0 – нормировочное число событий.

Полное число параметров, описывающих функцию $Q(x)$, равно восьми. При регистрации большого числа фотоэлектронов, $\mu \gg 1$, статистика Пуассона переходит в статистику Гаусса, тогда положение и дисперсия пика от светового сигнала

будут равны соответственно μQ_1 и $\sqrt{\mu(\sigma_1^2 + Q_1^2)}$ [14]. Результаты фита измеренного заряда от одиночных фотоэлектронов при амплитудах сигнала запуска светодиода, равных 2.92 и 2.95 В, и длительности 60 нс показаны на рис. 6а и 6б соответственно. Составляющие спектра регистрируемых зарядов $Q(x)$ – фон и вклады от одного, двух, трех и т.д. фотоэлектронов – также показаны на рис. 6. Относительная дисперсия усиления фотоумножителя в формуле (2) может быть оценена из результатов фита спектров на рис. 6 как $\delta G_i/G_{avr} \cong \cong \sigma_1/Q_1 \cong 0.6$.

5. КАЛИБРОВОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ НА ПРОТОННОМ ПУЧКЕ

Калибровочные измерения черенковского монитора проводились на пучке протонов с энергией 209 МэВ на медицинском канале центра коллективного пользования ИЯИ РАН. Форма сигналов с мониторов и индукционного датчика тока [4] при регистрации протонов измерялась с помощью 12-битного 4-канального преобразователя *WFD* CAEN DT5720 [15]. Устройство работало на частоте 250 МГц с измерением амплитуды сигналов в 32768 точках с интервалом 4 нс, что позволяло проводить измерения во временном окне до 130 мкс. Для работы фотоумножителя *PM* XP2020 использовался активный делитель напряжения, аналогичный делителю VD124K/Т Photonis [16]. В активном делителе постоянное напряжение последних четырех диодов *PM* поддерживалось высоковольтными биполярными транзисторами,

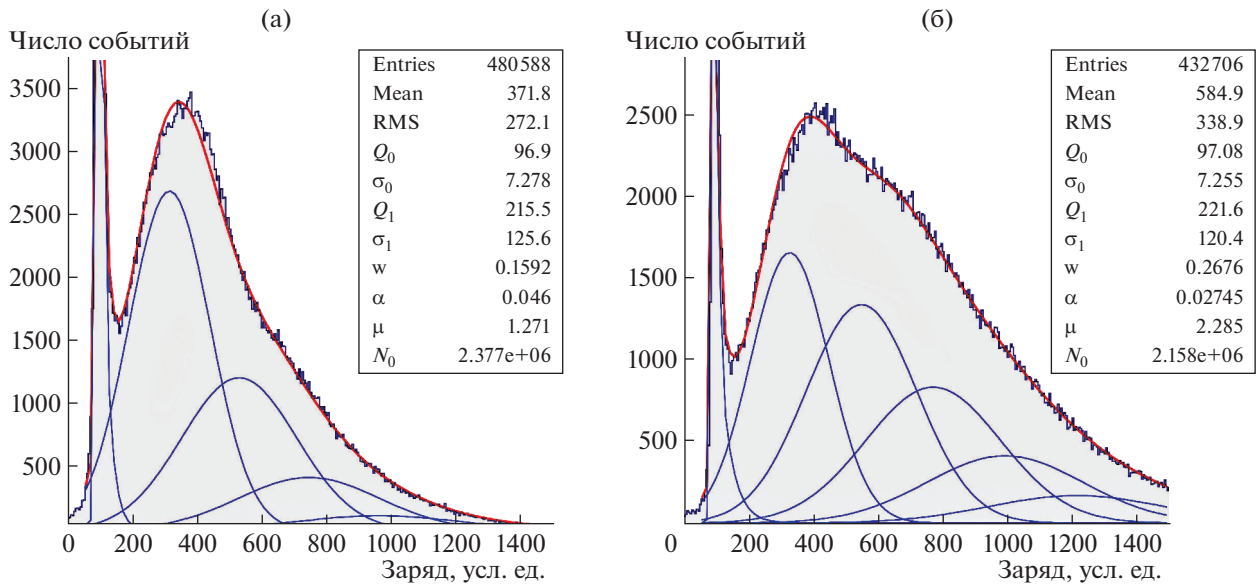


Рис. 6. Спектр регистрируемого фотоумножителем заряда и результат фита этого спектра распределением $Q(x)$ для среднего числа фотоэлектронов $\mu = 1.27$ (а) и 2.28 (б).

включенными по схеме эмиттерного повторителя. Во время калибровочных измерений на *PM* первого и второго монитора подавалось напряжение 1150 и 1200 В соответственно.

На рис. 7 приведены осциллограммы сигналов двух мониторов (кривые 1, 2), индукционного датчика тока (кривая 3) и триггера запуска *WFD* (кривая 4) от одного импульса протонного пучка. Сигнал индукционного датчика тока имеет два импульса: первый – калибровочный импульс тока 25 мА, второй – от протонного пучка. Импульсы от мониторов и индукционного датчика тока

хорошо коррелируют между собой и повторяют временную структуру протонного пучка. Монитор протонного пучка по сравнению с индукционным датчиком тока лучше измеряет тонкую временную структуру пучка. Это хорошо показывает сравнение структуры импульсов мониторов и индукционного датчика тока в конце сброса протонного пучка.

Минимальная временная структура, которую может измерить монитор, определяется длительностью одноэлектронного импульса (рис. 5б) и составляет ~100 нс.

Форма сигналов с мониторов и индукционного датчика тока при регистрации протонов с энергией 209 МэВ измерялась для трех режимов работы ускорителя при изменении длительности и амплитуды импульсного тока протонного пучка. В каждом режиме ускорителя записано соответственно 500, 500 и 1000 импульсов протонного пучка. Сигналы мониторов и датчика тока представляют собой импульсы тока, и их интегрирование дает заряд, пропорциональный числу протонов в импульсе пучка. На рис. 8а приведена гистограмма распределения заряда, измеренного датчиком тока в протонном импульсе, для трех режимов работы ускорителя. На гистограмме четко отображаются три режима работы ускорителя и разброс числа протонов в каждом импульсе. Корреляция между зарядами пучка протонов, измеренными датчиком тока и первым монитором, показана на двумерной гистограмме на рис. 8б, где по горизонтали отложен заряд, измеренный монитором, а по вертикали – заряд, измеренный датчиком тока. Согласно рис. 8б, результаты из-

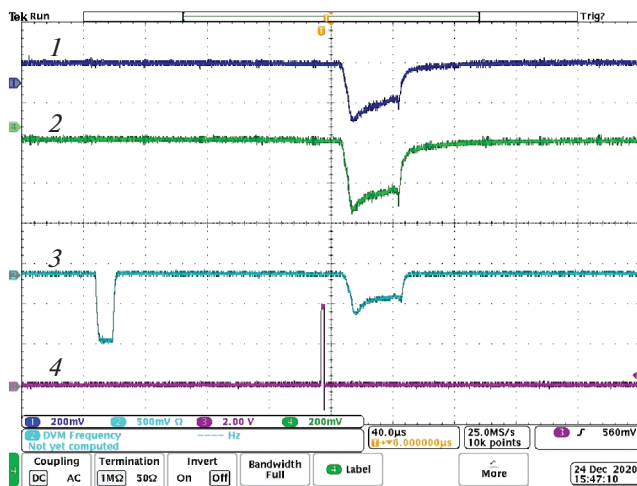


Рис. 7. Осциллограммы сигналов протонного пучка от двух мониторов (1, 2), от индукционного датчика тока с калибровочным импульсом 25 мА (3) и триггера запуска *WFD* (4).

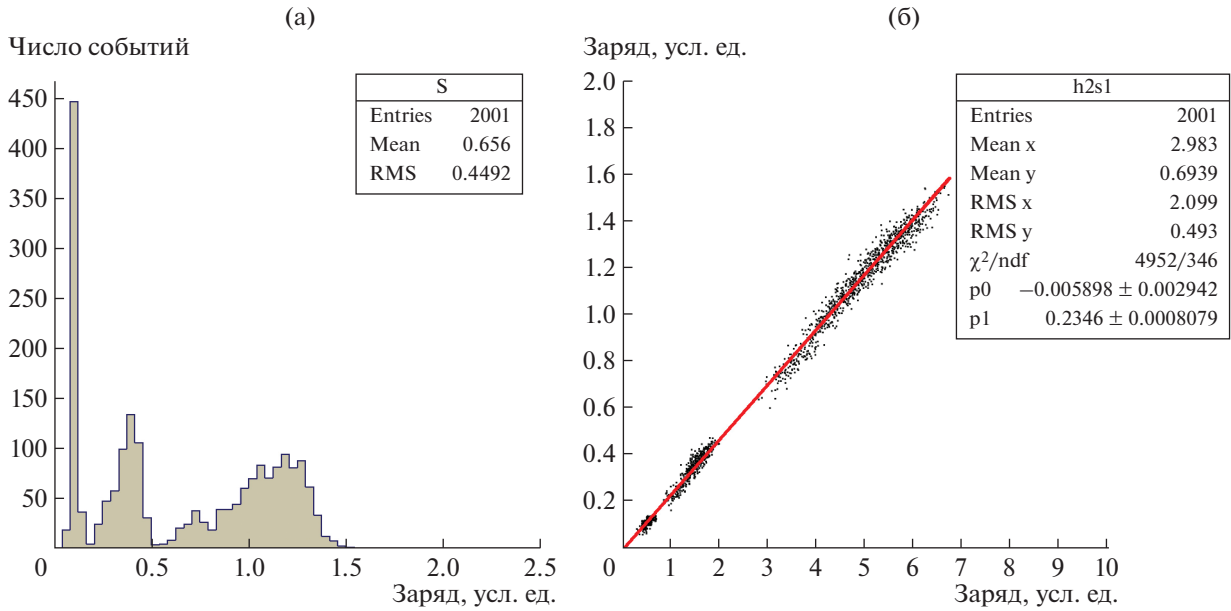


Рис. 8. а – гистограмма распределения заряда, измеренного датчиком тока в протонном импульсе, для трех режимов работы ускорителя; б – двумерная гистограмма результатов измерений заряда пучка протонов монитором (по горизонтали) и датчиком тока (по вертикали).

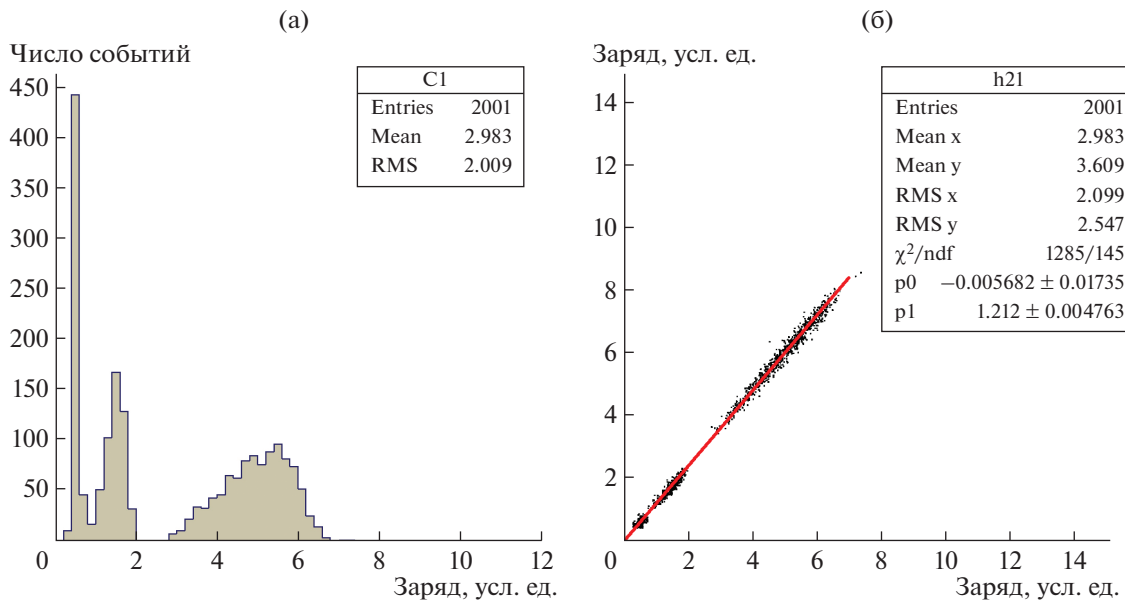


Рис. 9. а – гистограмма распределения заряда, измеренного первым монитором в протонном импульсе, для трех режимов работы ускорителя; б – двумерная гистограмма результатов измерений заряда пучка протонов первым монитором (по горизонтали) и вторым монитором (по вертикали).

мерений заряда датчиком тока зависят линейно от результатов измерений монитором и аппроксимируются полиномом первой степени с двумя параметрами p_0 и p_1 . Результат аппроксимации полиномом первой степени показан на рис. 8б.

Гистограмма распределения заряда, измеренного монитором в протонном пучке, для трех ре-

жимов работы ускорителя показана рис. 9а. Двумерная гистограмма результатов измерений заряда пучка протонов первым и вторым монитором показана на рис. 9б, результаты линейно коррелируют между собой.

Для каждого режима работы ускорителя по-
дилось усреднение результатов измерений датчи-

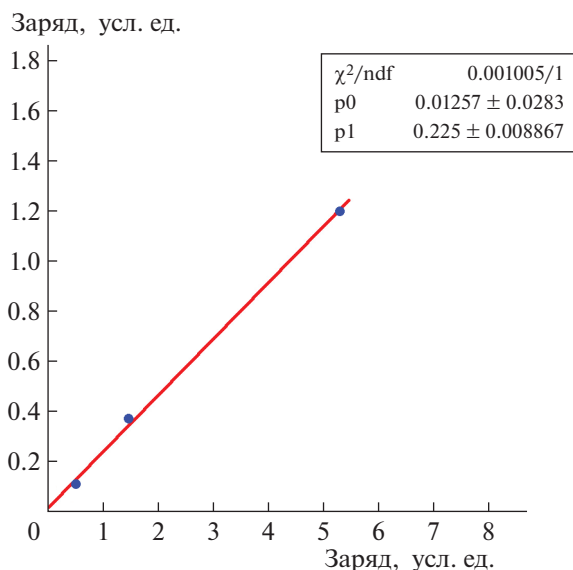


Рис. 10. Зависимость усредненного заряда протонного импульса, измеренного датчиком тока, от среднего заряда монитора для трех режимов работы ускорителя. По горизонтальной оси – результаты усредненных измерений монитора, по вертикальной оси – датчика тока. Сплошной линией показан результат аппроксимации по трем точкам полиномом первой степени.

ком тока и первым монитором. Зависимость усредненного заряда протонного импульса, измеренного датчиком тока, от заряда, измеренного первым монитором, для трех режимов работы ускорителя показана на рис. 10. Полученная зависимость аппроксимируется полиномом первой степени с параметрами $p_0 = 0.013$ и $p_1 = 0.225$. При этом определяющий наклон графика параметр p_1 (0.225) для усредненных измерений совпадает с аналогичным параметром (0.235), полученным для всех измерений, (см. рис. 8б) с точностью 5%.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследований черенковского монитора протонного пучка. Описана электроника, состоящая из предусилителя и усилителя сигналов детектора. Проведено сравнение измеренной формы сигналов с результатами моделирования сигналов в мониторе при регистрации протонов. Измерена относительная дисперсия коэффициента усиления фотоумножителя для одиночных фотоэлектронов. Получено хорошее согласие результатов измерений мониторов с показаниями индукционного датчика тока протонного пучка. Монитор не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ, что важно для подавления низкоэнергичного фона.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность Ю.К. Гаврилову, С.В. Акулиничеву, А.Б. Неганову и В.Е. Постоеву за поддержку и помощь в работе.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Ускорительный центр нейтронных исследований структуры вещества и ядерной медицины ИЯИ РАН” при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Соглашения о предоставлении субсидии (№ 14.621.21.0014 от 28.08.2017), уникальный идентификатор RFMEFI62117X0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boag J.W.* Ionization chamber in Radiation dosimetry. N.Y., USA: Press Academic, 1968.
2. *McDonald J., Velissaris C., Viren B., Diwan M., Erwin A., Naples D., Ping H.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2003. V. 496. P. 293. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01768-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01768-0)
3. *Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1970.
4. *Reinhardt-Nikoulin P., Gaidash V., Menshov A., Mirzozjan A., Feschenko A.* // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations. 2006. № 2 (46). P. 113.
5. *Дьяченко А.Ф.* // Вестник Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина. Серия: физика. 2010. № 887. Вып. 1 (45). P. 118.
6. *Geant4 Collaboration Agostinelli S. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2003. V. A506. P. 250. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
7. *Sauli F.* Report CERN 77-09. Geneva: CERN, 1977.
8. Particle Data Group. *Tanabashi M. et al.* // Physical Review D. 2018. V. 98. 030001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001>
9. *Birks J.B.* The Theory and Practice of Scintillation Counting. N.Y.: Pergamon Press, 1967.
10. *Dorenbos P., Hass J.T.M., Eijk C.W.E.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. V. 42. № 6. P. 2190. <https://doi.org/10.1109/TNS.2011.2141683>
11. *Hrisoho A., Truong K.* Preprint LAL-RT/79-4. Orsay, 1979.
12. AD8138. Differential ADC Driver. <http://www.analog.com>
13. CAEN DT5742. 16 channel 12 bit waveform digitizer. <http://www.caen.it>
14. *Bellamy E.H., Bellettiny G., Budagov J., Cervelli F., Chirikov-Zorin I., Incagli M., Lucchesi D., Pagliarone C., Tokar S., Zetti F.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1994. V. A339. P. 468. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90183-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90183-X)
15. CAEN DT5720. 4 channel 12 bit waveform digitizer. <http://www.caen.it>
16. Active voltage divider VD124K/T. <http://www.photonis.com>