

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМЫ СИГНАЛОВ В  $^3\text{He}$ -СЧЕТЧИКЕ  
ПРИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

© 2020 г. И. А. Васильев<sup>а</sup>, Р. М. Джилкибаев<sup>а,\*</sup>, Д. В. Хлюстин<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт ядерных исследований РАН  
Россия, 117312, Москва просп. 60-летия Октября, 7а

\*e-mail: rmd@inr.ru

Поступила в редакцию 17.09.2019 г.

После доработки 17.09.2019 г.

Принята к публикации 23.09.2019 г.

Представлены результаты исследования формы сигналов в  $^3\text{He}$ -счетчике при регистрации тепловых нейтронов. Разработана электроника, состоящая из зарядово-чувствительного предусилителя и усилителя-формирователя сигналов счетчика. Проведено сравнение измеренной формы сигналов с результатами моделирования сигналов в  $^3\text{He}$ -счетчике при регистрации нейтронов. Предложен новый метод определения давления  $^3\text{He}$  в счетчике, основанный на измерении эффективности сбора полного заряда и максимальной эффективной ширины сигналов в счетчике. Данный метод хорошо согласуется с прямым измерением давления  $^3\text{He}$  в счетчике методом пропускания.

DOI: 10.31857/S0032816220010255

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа связана с разработкой элементов установки ИНЕС по измерению полных и парциальных ( $n$ ,  $\gamma$ ) сечений на импульсном источнике нейтронов РАДЭКС Центра коллективного пользования ИЯИ РАН [1]. Установка ИНЕС использует времяпролетную (TOF – Time of Flight) методику для измерения сечений и состоит из сцинтилляционного  $\gamma$ -детектора, мониторинговых и пучковых нейтронных  $^3\text{He}$ -счетчиков СНМ-18-1. Пропорциональные счетчики, заполненные  $^3\text{He}$ , широко используются для регистрации нейтронов в ядерной физике [2, 3]. Счетчик нейтронов СНМ-18-1 представляет собой цилиндрическую тонкостенную латунную камеру длиной 310 мм и диаметром 32 мм. В центре камеры расположен анод диаметром 100 мкм. Камера заполнена газовой смесью  $^3\text{He}$  (97%) + Ar (3%) с давлением, равным 4 атм на момент изготовления счетчика. Имеющиеся в нашем распоряжении счетчики нейтронов СНМ-18-1 изготовлены в 1982 г. Поскольку давление  $^3\text{He}$  в счетчике со временем падает, нами предложен метод определения его давления в счетчике, основанный на измерении эффективности сбора полного заряда и максимальной эффективной ширины сигналов в счетчике.

2. ОПИСАНИЕ РАБОТЫ  $^3\text{He}$ -СЧЕТЧИКОВ

$^3\text{He}$  имеет большое сечение (5330 б) захвата тепловых нейтронов в реакции  $^3\text{He} + n^- > ^3\text{H} + p$  с выделением полной энергии, равной 764 кэВ. В результате 2-частичной реакции захвата в конечном состоянии появляются протон с энергией 573 кэВ и тритон ( $^3\text{H}$ ) с энергией 191 кэВ, имеющие одинаковые импульсы и разлетающиеся в противоположные стороны. В  $^3\text{He}$  с давлением 2.5 атм протоны и тритоны имеют средний пробег, равный 15.2 и 5.8 мм соответственно [4]. При этом протоны и тритоны образуют прямолинейные треки в газовой среде счетчика с разной плотностью ионизации вдоль соответствующего трека.

Пропорциональный режим работы счетчика задается выбором напряжения между анодом и катодом порядка  $\sim 1000$  В. Этот режим работы предполагает, что небольшое газовое усиление ( $\sim 100$ ) вблизи анода позволяет пренебречь искажением электрического поля в этой области из-за пространственного заряда. Электроны ионизации, образованные вдоль трека, дрейфуют в электрическом поле счетчика к аноду, и на расстоянии нескольких длин свободного пробега электронов ( $\sim 10$  мкм) от анода, в области сильного ( $\sim 30$  кВ/см) электрического поля, происходит лавинообразное размножение электронов. При этом в газовом счетчике время образования лавины составляет  $\sim 1$  нс.

В зависимости от расположения трека относительно анода будет меняться временная картина

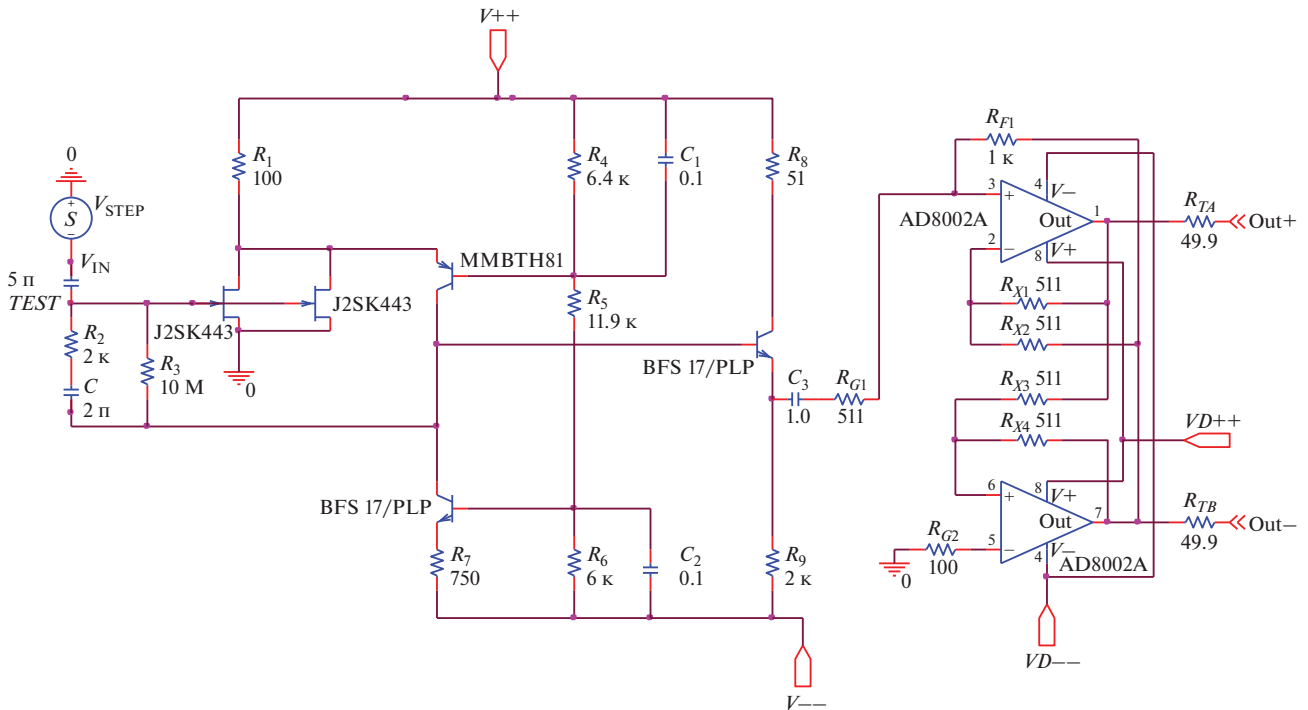


Рис. 1. Принципиальная схема зарядово-чувствительного предусилителя с парафазным выходом.

прихода электронов ионизации к аноду. В результате  $^3\text{He}$ -счетчик будет работать как одномерная времяпроекционная камера (1D Time Projection Chamber). Для трека, параллельного аноду, все электроны ионизации достигнут анода практически одновременно, и анодный сигнал будет иметь самое короткое время нарастания. Поскольку ширина трека пренебрежимо мала, это эквивалентно событию с первоначальной ионизацией в точке. Импульс с анода счетчика от событий с точечной ионизацией будет иметь время нарастания, обусловленное временем дрейфа ионов из лавины от анода, и время спада, связанное с временем дифференцирования усилителя. Для трека, расположенного непараллельно аноду, форма импульса будет определяться как суперпозиция импульсов с точечной ионизацией в счетчике по времени прихода электронов ионизации трека к аноду. Для треков, расположенных перпендикулярно аноду, разница времен прихода первых и последних (наиболее удаленных) электронов ионизации будет максимальной, в результате чего импульс с анода будет иметь наиболее широкую и двугорбую форму. Регистрация формы импульсов с анода счетчика позволит оценить максимальное время дрейфа электронов ионизации, которое в свою очередь зависит от давления газа  $^3\text{He}$  в счетчике.

### 3. ЭЛЕКТРОНИКА $^3\text{He}$ -СЧЕТЧИКА

Для измерений формы импульсов с  $^3\text{He}$ -счетчиков СНМ-18-1 была разработана электроника, состоящая из зарядово-чувствительного предусилителя и усилителя-формирователя. Предусилители устанавливались в непосредственной близости от детектора СНМ-18-1 для уменьшения шумов. Аналоговые парафазные сигналы с выхода предусилителя передавались по длинному ( $\approx 10$  м) кабелю (UTP Cat. 5E) на входы усилителя-формирователя. Питание предусилителей  $\pm 6$  В осуществлялось по этому же кабелю. Для предусилителя выбрана стандартная схема [5, 6] зарядово-чувствительного усилителя с полевыми транзисторами на входе. Для уменьшения шумов применялись два малошумящих полевых транзистора J2SK443, соединенных параллельно. Принципиальная схема зарядово-чувствительного предусилителя с парафазным выходом показана на рис. 1.

Усилитель-формирователь имеет дифференциальный вход, усиливающий разность сигналов на входе. Шумы от наводки внешних сигналов на кабель дают сигналы одной полярности на входе усилителя-формирователя, поэтому результирующий сигнал от шумов наводки будет компенсироваться. Материнская плата на 8 измерительных каналов включает в себя двухпороговые дискриминаторы и усилители для передачи цифровых и аналоговых парафазных сигналов по согласованной длинной линии UTP ( $\approx 150$  м) в измеритель-

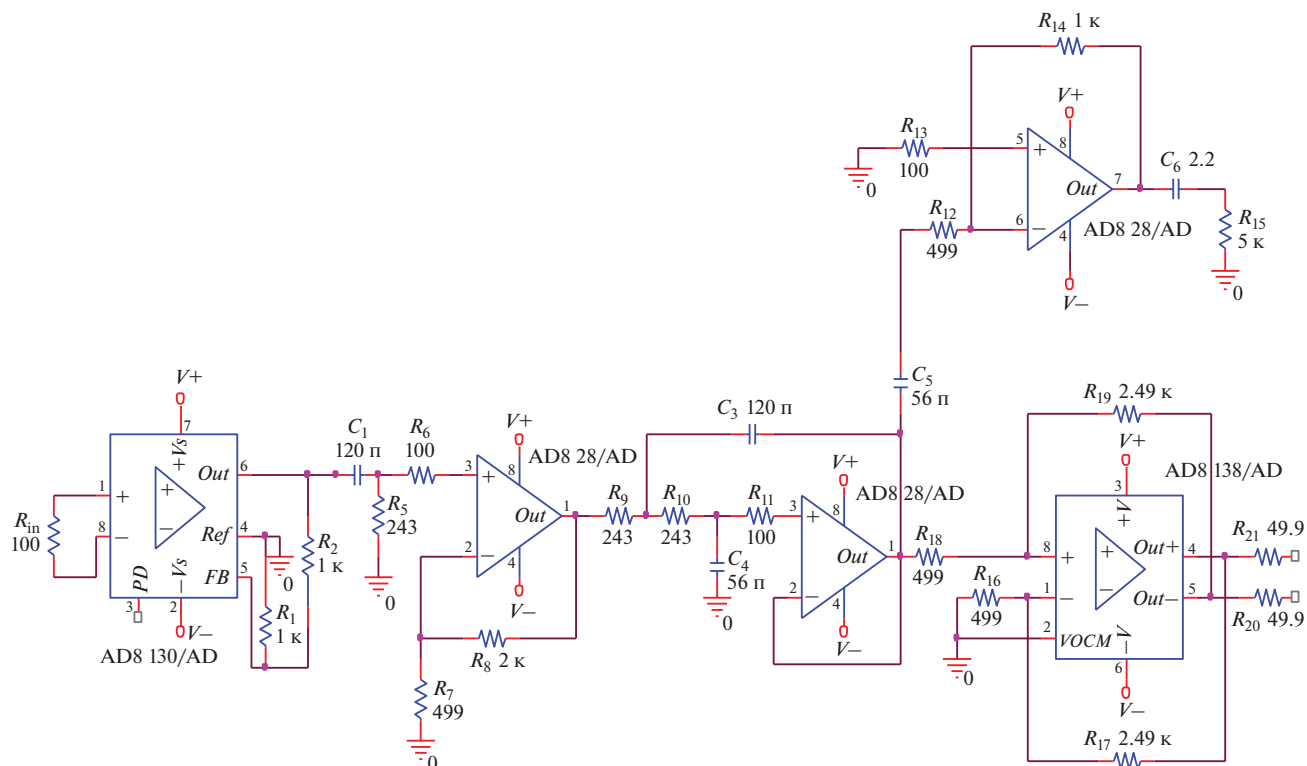


Рис. 2. Принципиальная схема усилителя-формирователя.

ную комнату. Усилитель-формирователь состоит из дифференциального усилителя на входе, электронного фильтра Sallen–Key [7] и дифференциального выхода. Принципиальная схема усилителя-формирователя показана на рис. 2. Фильтр Sallen–Key реализован на основе операционного усилителя (AD828, U2A) и обеспечивает форму выходного сигнала, близкую к оптимальной [8], при которой достигается наилучшее отношение сигнал/шум при измерении амплитуды сигнала.

#### 4. ИЗМЕРЕНИЯ СИГНАЛОВ В $^3\text{He}$ -СЧЕТЧИКЕ

Измерения формы сигналов счетчика при регистрации тепловых нейтронов проводились с помощью 12-битного 4-канального аналого-цифрового преобразователя CAEN DT5720 (waveform digitizer) [9]. Устройство работало на частоте 250 МГц, амплитуда сигналов измерялась в 4096 точках с интервалом 4 нс.

Трек частиц состоит из протонного и  $^3\text{H}$  участков длиной 38 мм/ $P$  и 14.5 мм/ $P$  соответственно, где  $P$  – давление  $^3\text{He}$  в счетчике, измеренное в атмосферах [4].

Зависимость амплитуды типового сигнала на выходе усилителя с анода счетчика от времени показана на рис. 3а. Распределение собранного заряда при регистрации нейтронов в счетчике,

полученное интегрированием амплитуды сигналов в интервале 4–16 мкс, приведено на рис. 3б.

Узкий пик в распределении собранного заряда аппроксимируется функцией Гаусса со средним зарядом и дисперсией, соответственно равными 2413 и 37.7 и выраженными в условных единицах. Относительная ширина пика равна 3.7% (FWHM). На распределении (см. рис. 3б) можно выделить три граничных значения (600, 1800 и 2400) собранного заряда, при которых начинается резкое увеличение числа событий в распределении. Первые два граничных значения (600, 1800) связаны с событиями реакции захвата нейтронов и образования треков вблизи катода счетчика, в которых регистрируется только один  $^3\text{H}$ -трек (191 кэВ) или протонный (574 кэВ) трек соответственно. Другая часть трека поглощается катодом. События, в которых оба трека находятся в газовом объеме счетчика, имеют энерговыделение 765 кэВ и дают узкий пик с суммарным зарядом в районе 2400. Таким образом, граничные значения (600, 1800 и 2400) собранного заряда находятся в линейной зависимости от энерговыделения треков (191, 574 и 765 кэВ), следовательно, счетчик работает в линейном режиме. Эффективность регистрации полного заряда определяется как отношение площади под распределением Гаусса к полной площади и составляет  $\sim 31\%$ .

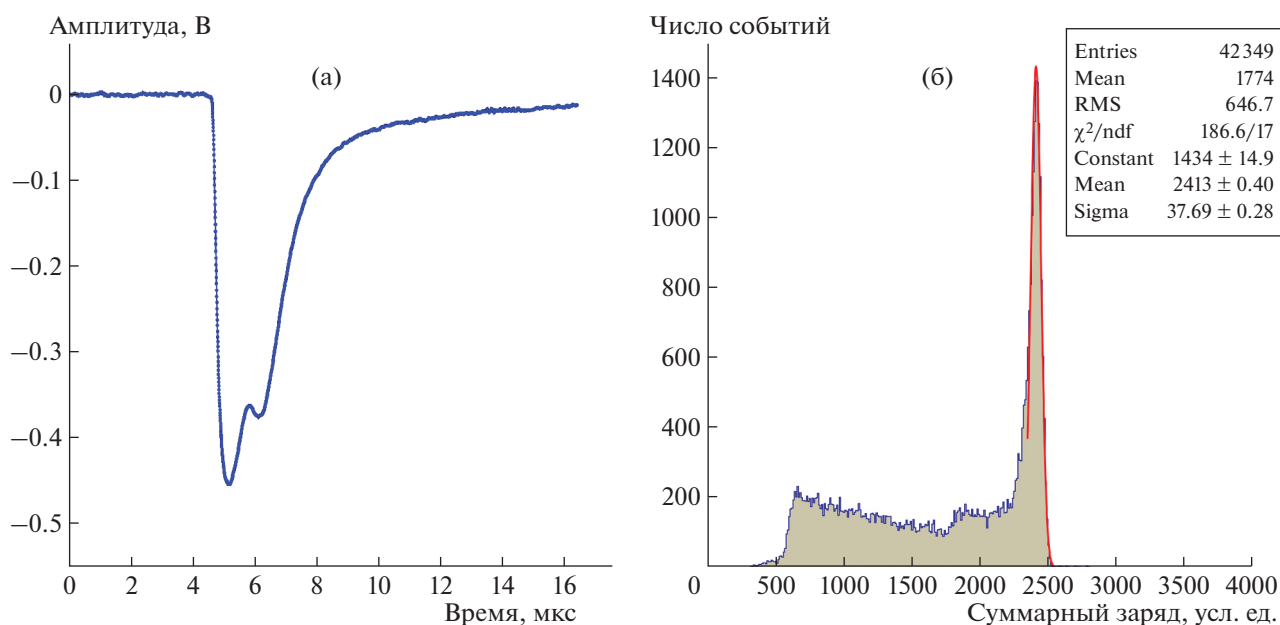


Рис. 3. а — амплитуда типового сигнала на выходе усилителя с анода счетчика; б — гистограмма собранного заряда при регистрации нейтронов в счетчике, полученная интегрированием амплитуды сигналов в интервале 4–16 мкс.

Общая длина трека равна  $52.5 \text{ мм}/P$  [4]. Отсюда следует, что при давлении меньше 3.4 атм общая длина трека от протона и тритона будет превышать радиус счетчика, и максимальное время дрейфа электронов будет определяться радиусом счетчика.

Моделирование методом Монте-Карло использовалось для определения зависимости эффективности сбора полного заряда трека, эквивалентного энерговыделению 764 кэВ, от давления  $^3\text{He}$  в счетчике. Длина треков в счетчике

однозначно определяется давлением  $^3\text{He}$  в счетчике при регистрации тепловых нейтронов. При этом полагается, что трек в объеме счетчика равномерен и изотропен и не достигает стенки счетчика. Такие события дают узкий пик (см. рис. 3б) в распределении сигналов в счетчике при регистрации нейтронов в зависимости от собранного заряда. Эффективность сбора полного заряда зависит от геометрии счетчика и длины треков.

Результаты моделирования зависимости эффективности сбора полного заряда от давления  $^3\text{He}$  в счетчике представлены на рис. 4. Измеренная эффективность сбора полного заряда, равная  $\sim 31\%$ , находится в хорошем согласии с вычисленной величиной при условии, что давление в счетчике составляет 2.5 атм. Согласно рис. 4, ошибка 1% при измерении эффективности сбора полного заряда приводит к ошибке измерения давления 0.05 атм. Таким образом, по результатам измерения эффективности сбора полного заряда счетчиком можно определить давление  $^3\text{He}$  как  $2.5 \pm 0.05$  атм.

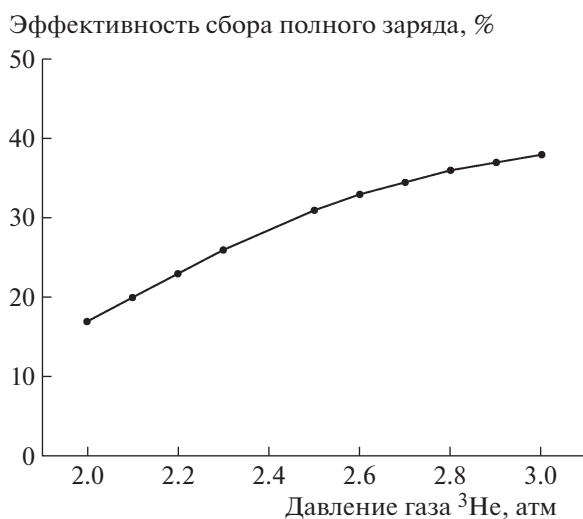
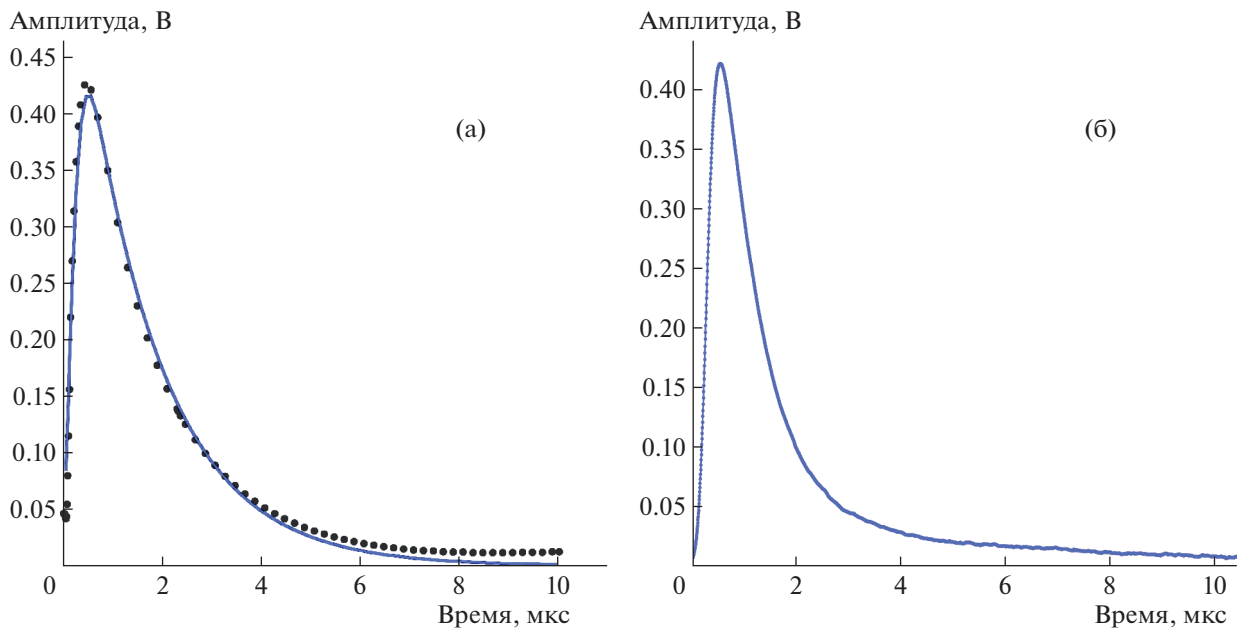


Рис. 4. Вычисленная зависимость эффективности сбора полного заряда от давления  $^3\text{He}$  в счетчике.

Программа LTspice [10] использовалась при моделировании формы сигналов для событий с треком, параллельным аноду, в электронной схеме, состоящей из предусилителя и усилителя-формирователя. Для трека, параллельного аноду, все электроны ионизации достигнут анода практически одновременно, и тем самым анодный сигнал будет иметь минимальное время нарастания. При этом полагается, что основной вклад в импульс с анода дает сигнал от движения ионной компоненты лавины вблизи анода счетчика, име-



**Рис. 5.** а – смоделированная форма импульса на выходе усилителя-формирователя (точки) для событий с треком, параллельным аноду, сплошная кривая – аппроксимация зависимостью  $A\text{erf}(t/t_0)\exp(-t/t_1)$ ; б – измеренная форма импульса счетчика с минимальным временем нарастания.

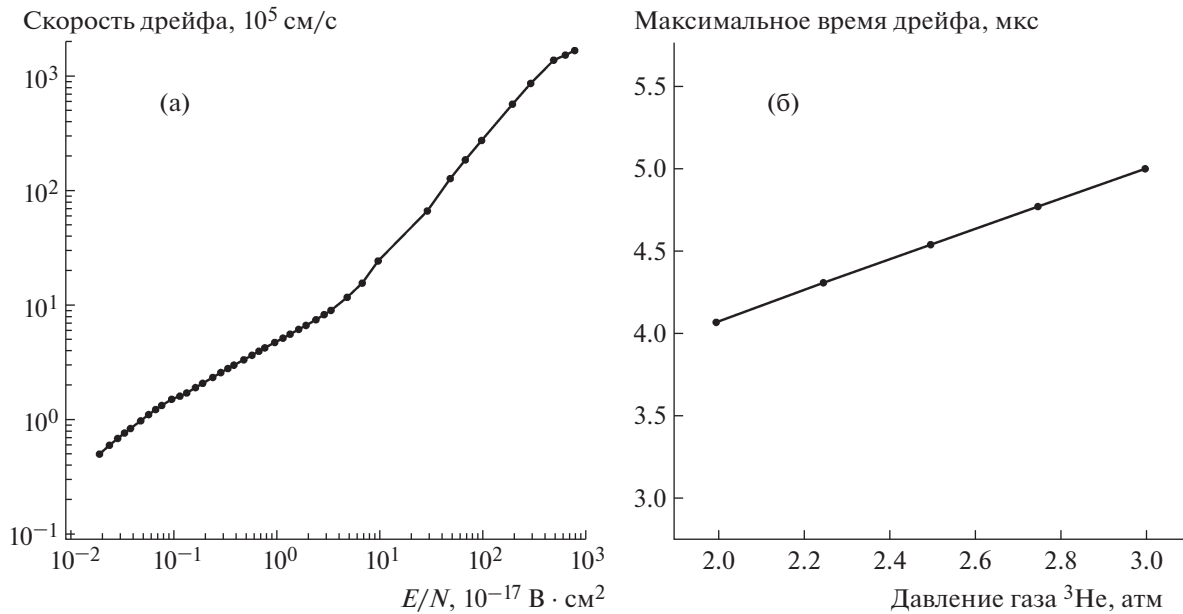
ющий логарифмическую зависимость от времени:  $V(t) = Q/C \ln(1 + t/T_0)$  [11], где  $Q$  – заряд лавины,  $C$  – емкость анода,  $T_0$  – характерное время, определяемое давлением газа, диаметром анода, подвижностью ионов в газе и составляющее  $\sim 30$  нс.

Смоделированная форма импульса на выходе усилителя-формирователя, определяемая вкладом движения ионов лавины вблизи анода счетчика, показана точками на рис. 5а. Эта форма импульса хорошо аппроксимируется произведением функций  $\text{erf}$  и  $\exp$ :  $A\text{erf}(t/t_0)\exp(-t/t_1)$ , где  $A$  – амплитуда,  $t_0$  – время нарастания сигнала и  $t_1$  – время спада сигнала. Результирующая кривая с параметрами фита, равными:  $A = 0.62$ ,  $t_0 = 0.4$  мкс,  $t_1 = 1.6$  мкс, показана на рис. 5а. При этом аппроксимирующая кривая хорошо описывает форму импульса с анода, за исключением плавного спада во времени. Наличие этого спада в импульсах обусловлено логарифмической зависимостью от времени входного сигнала. Смоделированная форма импульса хорошо согласуется с измеренной формой импульса (рис. 5б) счетчика СНМ-18-1. При этом отбирался импульс с минимальным временем нарастания и полным зарядом, который лежит в узком интервале (2350–2500) под пиком (см. рис. 3б).

Время дрейфа электронов ионизации, образованных вдоль трека, зависит от расстояния до анода и скорости дрейфа электронов в газовой среде счетчика СНМ-18-1. При этом скорость дрейфа электронов будет в основном определять-

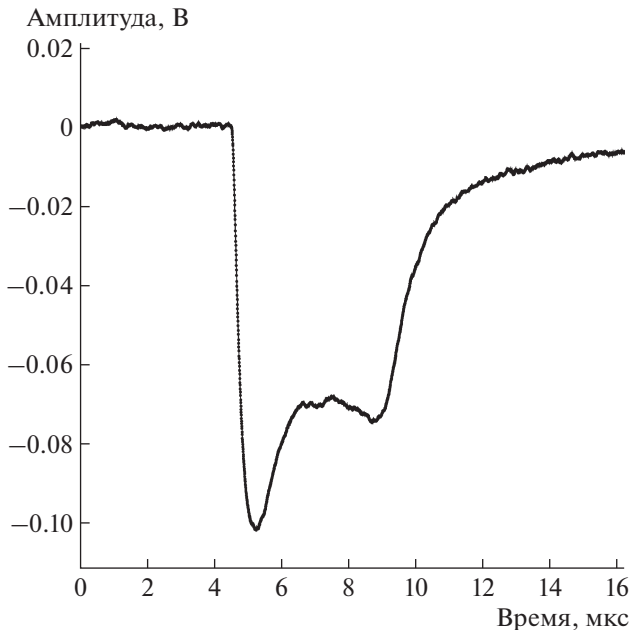
ся  $^3\text{He}$ , ввиду того что его парциальное давление много больше, чем  $\text{Ar}$ . Реальное соотношение остаточных парциальных давлений газов в счетчике можно оценить в предположении, что  $\text{Ar}$  практически не вытекает из счетчика и его парциальное давление в счетчике не меняется. Исходя из этого, первоначальная примесь  $\text{Ar}$  (3%) в счетчике увеличится до 4.6% при давлении  $^3\text{He}$ , равном 2.5 атм.

Напряженность, В/см, электрического поля в счетчике в точке, расположенной на расстоянии  $r$  от анода, равна  $E = V/r \ln(R/a)$ , где  $V$ , В – напряжение на аноде,  $R = 1.55$  см – внутренний радиус счетчика,  $a = 0.005$  см – радиус анода. Таким образом, напряженность поля в точке, удаленной от анода на расстояние 1 см, равна  $E = 190$  В/см при рабочем напряжении на счетчике 1100 В. Зависимость скорости дрейфа электронов ионизации в  $^4\text{He}$  от величины  $E/N$ , где  $E$  – напряженность электрического поля, а  $N$  – плотность газа, показана на рис. 6а [12]. Удельная плотность  $N$ , атом/см<sup>3</sup>, газа зависит от давления  $P$ , Торр, и температуры  $T$ , К, газа следующим образом:  $N = 2.69 \cdot 10^{19} \cdot (P/760) \cdot (273/T)$ . При давлении  $^3\text{He}$  2.5 атм общая длина трека от протона и тритона превышает радиус счетчика, и максимальное время дрейфа электронов будет определяться радиусом счетчика. Можно оценить максимальную разницу времен прихода первых и последних электронов ионизации к аноду счетчика как время дрейфа электрона от катода к аноду. Детальный расчет времени дрейфа электрона ионизации от катода к аноду при давлении  $^3\text{He}$  2.5 атм дает зна-



**Рис. 6.** а — зависимость скорости дрейфа электронов ионизации в  $^4\text{He}$  от величины  $E/N$ , где  $E$  — напряженность электрического поля, а  $N$  — плотность газа; б — зависимость вычисленного времени дрейфа электронов ионизации, образованных вблизи катода, от давления  $^3\text{He}$  в счетчике.

чение 4.5 мкс. На рис. 6б приведена зависимость вычисленного времени дрейфа электронов ионизации, образованных вблизи катода, от давления  $^3\text{He}$  в счетчике. Эта зависимость имеет линейный



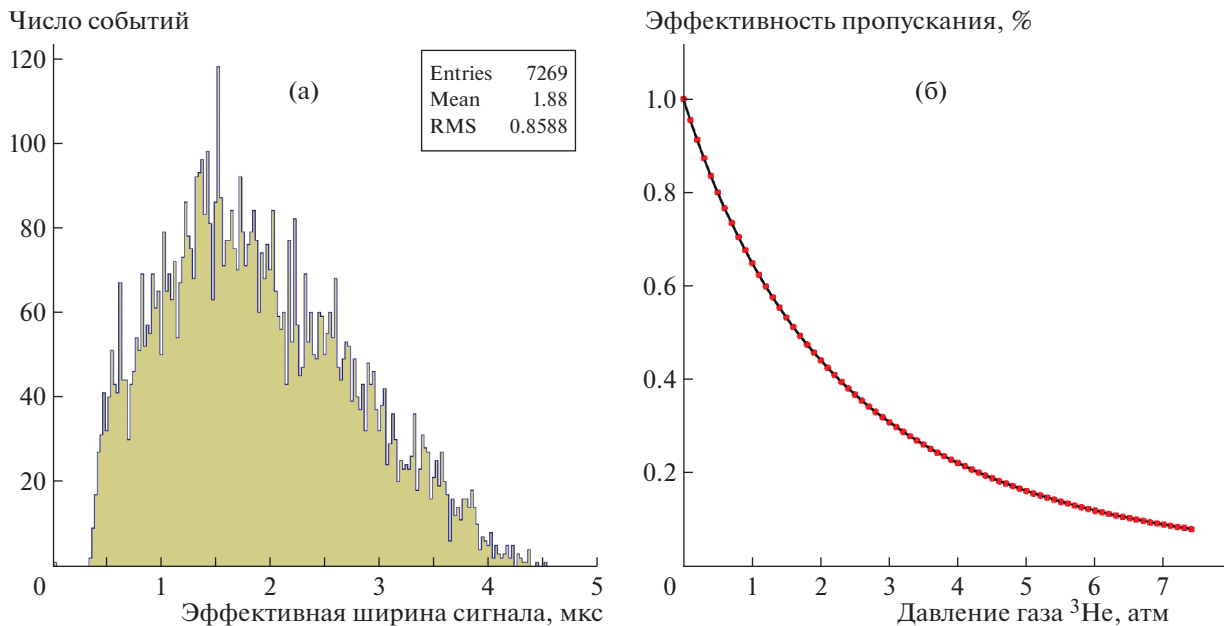
**Рис. 7.** Зависимость амплитуды сигнала на выходе усилителя с анода счетчика от времени для события, имеющего максимальную эффективную ширину импульса 4.5 мкс.

характер и не зависит от длины трека, поскольку общая длина трека больше радиуса счетчика.

Разница времен прихода ближайших к аноду и наиболее удаленных электронов ионизации будет максимальной для треков, расположенных перпендикулярно к аноду, в результате чего импульс с анода будет иметь наиболее широкую и двугорбую форму. Второй пик во временной зависимости амплитуды сигнала связан с тем, что в конце трека протона или тритона резко возрастает число электронов ионизации на единицу длины трека. События с двугорбой формой имеют четкую сигнатуру и несут информацию о длине трека. Регистрация формы импульсов с анода счетчика позволит определить максимальное время дрейфа электронов ионизации, которое зависит от давления  $^3\text{He}$  в счетчике, и тем самым оценить давление в счетчике.

Для определения эффективной ширины импульса двугорбой формы использовался алгоритм поиска пиков в программе TSpectrum [13]. Для корректной работы программы амплитуды сигналов инвертировались. При этом поиск пиков проводился для событий с полным зарядом в узком интервале (2350–2500) под пиком (см. рис. 3б). Для таких событий треки протона и тритона, образованные в результате реакции захвата нейтрона ядром  $^3\text{He}$ , полностью находятся внутри газового объема и не касаются стенок счетчика.

Двугорбая форма сигнала на выходе усилителя, имеющего максимальную эффективную ширину импульса 4.5 мкс, показана на рис. 7.



**Рис. 8. а** — гистограмма распределения отобранных событий с полным зарядом в узком интервале под пиком в зависимости от эффективной ширины сигнала с анода счетчика; **б** — зависимость эффективности пропускания тепловых нейтронов от давления газа  $^3\text{He}$  в счетчике.

Эффективная ширина сигнала определялась как разница во времени между положением максимума второго пика и началом первого пика с порогом, равным 5% от максимума пика.

Гистограмма распределения отобранных событий с двугорбой формой и полным зарядом в узком интервале 2350–2500 под пиком (см. рис. 3б) в зависимости от эффективной ширины сигнала с анода счетчика представлена на рис. 8а. В этом распределении максимальная эффективная ширина сигнала составила  $4.5 \pm 0.1$  мкс. Как было отмечено выше, при длине трека больше радиуса счетчика максимальная разница времен прихода первых и последних электронов ионизации к аноду счетчика вычисляется как время дрейфа электрона от катода к аноду. По результатам моделирования зависимости времени дрейфа электронов ионизации, образованных вблизи катода, от давления  $^3\text{He}$  в счетчике (см. рис. 6б) можно оценить давление  $^3\text{He}$  в счетчике как  $2.5 \pm 0.1$  атм.

Этот результат находится в хорошем согласии с величиной  $2.5 \pm 0.05$  атм, полученной путем измерения эффективности сбора полного заряда счетчиком. Таким образом, можно заключить, что два метода анализа формы сигналов — измерение эффективности собирания полного заряда и максимальной эффективной ширины сигнала — хорошо согласуются и позволяют определить давление  $^3\text{He}$  в счетчике.

Другой, хорошо известный метод, основанный на методе пропускания [14], использовался

для независимого измерения давления  $^3\text{He}$  в счетчике. Метод пропускания основан на определении эффективности пропускания тепловых нейтронов через исследуемый счетчик. Для этого использовалась простая установка, состоящая из коллимированного источника тепловых нейтронов, мониторингового нейтронного счетчика и исследуемого нейтронного счетчика. При этом эффективность мониторингового счетчика не влияет на определение эффективности пропускания тепловых нейтронов через исследуемый счетчик. Источник тепловых нейтронов выполнен в форме закрытого куба из борированного полиэтилена размером  $600 \times 600 \times 600$  мм и с толщиной стенок 100 мм, внутри которого помещен источник  $^{252}\text{Cf}$ . Для создания пучка тепловых нейтронов размером, сравнимым со счетчиком СНМ-18-1, с внешней стороны куба размещались с образованием щели  $32 \times 400$  мм листы из Cd (толщиной 1 мм), поглощающие тепловые нейтроны. Напротив щели на расстоянии 100 мм помещался исследуемый счетчик, а за ним — мониторинговый счетчик СНМ-17 диаметром 18 мм и длиной 200 мм. Исследуемый счетчик геометрически полностью перекрывал поток прямых тепловых нейтронов, попадающих в мониторинговый счетчик. Таким образом, в мониторинговый счетчик попадали прямые и фоновые тепловые нейтроны. Для определения эффективности пропускания (*eff*) тепловых нейтронов через исследуемый счетчик проводилось три измерения:

1) без счетчика СММ-18-1 монитор регистрировал счет ( $N_1$ ) прямых ( $n$ ) и фоновых ( $n_0$ ) нейтронов:  $N_1 = n_0 + n$ ;

2) при подавленном потоке прямых нейтронов и закрытой листом Cd щели монитор регистрировал счет ( $N_2$ ) фоновых нейтронов:  $N_2 = n_0$ ;

3) с счетчиком СММ-18-1 монитор регистрировал счет ( $N_3$ ) прямых ослабленных ( $n \cdot eff$ ) и фоновых ( $n_0$ ) нейтронов:  $N_3 = n_0 + n \cdot eff$ .

В результате получено три уравнения с тремя неизвестными, решение которых относительно  $eff$  будет иметь вид:  $eff = (N_3 - N_2)/(N_1 - N_2)$ . Проведенные измерения со счетчиком СММ-18-1 дали следующий результат:  $eff = (405 - 219)/(700 - 219) = 0.38 \pm 0.02$ .

Эффективность пропускания тепловых нейтронов зависит от длины трека нейтрона, пересекающего исследуемый счетчик, от сечения взаимодействия нейтрона с  ${}^3\text{He}$  с учетом теплового размытия по энергии нейтрона и от давления газа в счетчике. Тепловое размытие скорости  $V$  нейтрона моделировалось с учетом того, что функция плотности вероятности по скорости равна  $p(x) = x^2 \exp(-x^2)$ . Здесь  $x = V/V_p$  – относительная скорость;  $V_p$  – наиболее вероятная скорость нейтронов, находящихся в тепловом равновесии при температуре  $T$ :  $V_p^2 = 2kT/m$ , где  $k$  – постоянная Больцмана и  $m$  – масса нейтрона. Программа GEANT4 [15] использовалась для вычисления зависимости эффективности пропускания тепловых нейтронов от давления  ${}^3\text{He}$  в счетчике, которая представлена на рис. 8б. Измеренная и вычисленная эффективности пропускания согласуются при условии, что давление в счетчике составляет  $2.4 \pm 0.2$  атм. Это находится в хорошем согласии со значениями, ранее полученными путем измерения эффективности сбора полного заряда и максимальной эффективной ширины сигналов в счетчике.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования формы сигналов в  ${}^3\text{He}$ -счетчике при регистрации тепловых нейтронов. Разработана электроника, состоящая из зарядово-чувствительного предусилителя и усилителя-формирователя сигналов счетчика. Проведено сравнение измеренной формы сигналов с результатами моделирования сигналов в  ${}^3\text{He}$ -счетчике при регистрации нейтронов. Предложен новый метод определения давления  ${}^3\text{He}$  в счетчике, основанный на измерении эффективности сбора полного заряда и максимальной ширины сигналов в счетчике. Проведенные измерения давления  ${}^3\text{He}$  с использованием независимого метода пропускания показали результаты, которые хорошо согласуются с предложенным методом.

## БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.И. Ткачеву, А.В. Фещенко, О.В. Каравичеву 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. *Бенецкий Б.А., Вахетов Ф.З., Грачев М.И., Данышин С.Н., Емельянов В.В., Жуков Ю.Н., Заикин Д.А., Контелов Э.А., Кутузов В.А., Лебедев С.Г., Мордовской М.В., Рябов Ю.В., Сазанов В.Н., Скоркин В.И., Соболевский Н.М. и др.* Препринт ИЯИ-1058/2001. М.: 2001.
2. *Mazeda D., Mameri S., Giolini R.* // Radiation Measurements. 2012. V. 47. P. 577. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2012.06.002>
3. *Langford T.J., Bass C.D., Beise E.J., Breuer H., Erwin D.K., Heimbach C.R., Nico J.S.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 2003. V. A717. P. 51. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.03.062>
4. *Ziegler J.F., Biersack J.P.* SRIM2000. The Stopping and Range of Ions in Matter. Version 0.06. 2000. [www.srim.org](http://www.srim.org)
5. *Santiard J.* CERN/EP/JCS/ef. 7 October 1976.
6. *Radeka V.* // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1988. V. 38. P. 217.
7. *Sallen R., Key L.* // IRE Trans. Circuit Theory. 1955. V. CT-2. P. 74.
8. *Цитович А.П.* Ядерная электроника. М.: Энергоатомиздат, 1984.
9. CAEN DT5720. 4 channel 12 bit waveform digitizer. <http://www.caen.it>
10. LTspice. Analog electronic circuit simulator. <http://www.analog.com>
11. *Sauli F.* Report CERN 77-09. Geneva: CERN, 1977.
12. *Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова.* М.: Энергоатомиздат, 1991.
13. *Brun R., Rademakers F.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 1977. V. A389. P. 81. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X)
14. *Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1970.
15. *Geant4 Collaboration Agostinelli S. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 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)