

ИЗМЕРЕНИЕ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ ШУМОВ В ЭМИССИОННОМ ДЕТЕКТОРЕ НА ЖИДКОМ КСЕНОНЕ

© 2012 г. Д. Ю. Акимов, И. С. Александров, В. А. Белов, А. И. Болоздыня*,
А. А. Буренков, Ю. В. Ефременко*.*.*, М. А. Кирсанов*, А. С. Кобякин,
А. Г. Коваленко, А. М. Коновалов, А. В. Кумпан*, В. Н. Стеханов

ГНЦ РФ “Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова”
Россия, 117218, Москва, ул. Большая Черемушкинская, 25

*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

**The University of Tennessee, Knoxville, USA

1331 Circle Park Drive, 37996 Knoxville, Tennessee, USA

Поступила в редакцию 30.11.2011 г.

Разработана методика исследования одноэлектронных шумов в эмиссионных детекторах, предназначенных для регистрации редких процессов с малыми энерговыделениями, характерными для экспериментов по поиску темного вещества во Вселенной и для детекторов реакторных антинейтрино, использующих эффект когерентного рассеяния нейтрино на тяжелых ядрах ксенона. Приводятся первые результаты исследования природы одноэлектронных шумов в жидкоксенонном эмиссионном детекторе и обсуждаются возможные пути их подавления.

1. ВВЕДЕНИЕ

40 лет назад на кафедре экспериментальной ядерной физики МИФИ предложен эмиссионный метод регистрации треков ионизирующих частиц [1], который был реализован в нескольких приборах, включая эмиссионную стримерную камеру [2]. Впоследствии было показано, что бесфимльмовые (электронные) эмиссионные детекторы, работающие в режиме детектора “без стенок”, перспективны для исследования редких процессов с малыми энерговыделениями [3, 4].

С тех пор такие детекторы нашли широкое применение в экспериментах по поиску холодного темного вещества во Вселенной в виде массивных слабовзаимодействующих частиц — *вимпов*. Лучшие на сегодняшний день ограничения на сечение взаимодействия с нуклонами *вимпов* массой ~ 100 ГэВ/ c^2 получены с помощью жидкоксенонных эмиссионных детекторов ZEPLIN-III и XENON100 [5, 6]. Детектор XENON100, содержащий 170 кг жидкого ксенона, в настоящее время экспонируется в подземной лаборатории Gran Sasso (Италия) [6]. Новый детектор LUX, содержащий 350 кг ксенона, готовится к экспозиции в подземной лаборатории в шахте Homestake в США [7].

Помимо поиска темного вещества в форме *вимпов*, эмиссионные детекторы считаются перспективным инструментом обнаружения и исследования когерентного рассеяния реакторных антинейтрино с целью регистрации ядер отдачи тя-

желых атомов с кинетической энергией несколько килоэлектронвольт и менее [8].

2. ПРОЦЕССЫ, ОГРАНИЧИВАЮЩИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ЭМИССИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Принцип регистрации частиц в двухфазных эмиссионных детекторах, использующих благородные газы в качестве рабочих сред, состоит в том, что электроны ионизации, образованные в жидкой фазе рабочей среды детектора, вытягиваются электрическим полем в газовую фазу, где, дрейфуя в достаточно сильном электрическом поле, вызывают свечение газа — электролюминесценцию. Последняя примечательна тем, что дает огромный (в несколько сотен фотонов на каждый электрон ионизации) световой сигнал, пропорциональный ионизации.

В жидких благородных газах одновременно с ионизацией происходит возбуждение атомов среды, приводящее к сцинтилляции конденсированной фазы. Таким образом, ионизирующая частица регистрируется по двум сигналам — быстрому сцинтилляционному и задержанному на время дрейфа электронов электролюминесцентному. Этот метод позволяет не только определять пространственное положение точки первичного взаимодействия, но и эффективно подавлять фоновые сигналы, связанные с радиоактивностью окружающих материалов [9].

Электронные свойства жидких и твердых неполярных диэлектриков, чаще всего используемых в эмиссионных детекторах [9]

Диэлектрики	T , К	ε	μ_0 , см ² /В·с	V_0 , эВ	E_c , кВ/см	E_0 , кВ/см	t_e , мкс (E , кВ/см)
Эмиттеры холодных электронов							
Жидкий Ag	84	1.51	475	-0.21	0.2		700 (0.1)
Эмиттеры горячих электронов							
Жидкий Ag	84	1.51	475	-0.21	0.2	0.25	<0.1 (>0.3)
Твердый Ag	83		1000	+0.3 (6 К)		0.1	<0.1 (>0.1)
Жидкий Xe	161	1.93	2200	-0.61	0.05	1.75	<0.1 (>1.8)
Твердый Xe	161		4500	-0.46 (40 К)		1.25	<0.1 (>1.3)

Примечание. μ_0 – подвижность электрона в приближении нулевого поля; V_0 – потенциальная энергия основного состояния электрона; E_c – критическое поле, при котором начинается разогрев электронов; E_0 – поле, соответствующее порогу эмиссии; t_e – время эмиссии.

В процессе подготовки к экспериментам по поиску темной материи несколькими группами исследователей было обнаружено, что после интенсивных световых вспышек сцинтилляции и электролюминесценции часто наблюдаются сигналы в виде однофотонного шума [10–13]. В работе [12] было показано, что однофотонные сигналы группируются в кластеры, имеющие длительность, характерную для электролюминесцентного сигнала. Исследование распределений кластеров по площадям показало, что они имеют характерный пик, соответствующий сигналу от одного электрона. Для установки, описанной в [13] и используемой в настоящей работе, одиночный электрон производит в среднем 15 фотоэлектронов в семи фотоумножителях.

Наличие шума эмиссионных детекторов в виде спонтанных (т.е. не связанных с какими-либо другими сигналами) одноэлектронных электролюминесцентных сигналов является фактором, ограничивающим чувствительность эмиссионных детекторов к слабоионизирующим частицам. Сигналы такой малой величины (порядка нескольких электронов) ожидаются в эксперименте по регистрации когерентного рассеяния нейтрино на ядре [8, 14].

Одноэлектронные сигналы могут являться следствием следующих процессов:

1) спонтанной эмиссии электронов, накопившихся под поверхностным барьером на границе раздела фаз;

2) фотоэмиссии электронов из отрицательных ионов, накопившихся под поверхностью раздела фаз, вызванной электролюминесцентным светом;

3) фотоэмиссии электронов из катода, инициированной предшествовавшей интенсивной электролюминесцентной вспышкой в газовой фазе (например, после прохождения космического мюона).

В данной работе исследовались условия появления одноэлектронных шумов и возможные пути их подавления.

3. ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ФАЗ

Рассмотрим особенности переноса электронов через границу жидкой и газообразной фаз ксенона, находящихся в термодинамическом равновесии.

Поскольку диэлектрические проницаемости различных фаз неполярных диэлектриков различны, носители электрического заряда испытывают воздействие потенциала сил изображения A поляризационной природы (этот потенциал создается электрическим полем самого заряда), действующего против переноса заряда из более плотной среды в менее плотную:

$$A_{1,2} = -e(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / [4\varepsilon_{1,2}(z + \xi z/|z|)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)], \quad (1)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость; индексы 1 и 2 относятся к конденсированной и равновесной газообразной фазам соответственно; z – координата вдоль нормали к поверхности раздела фаз (положительные значения соответствуют газовой фазе); ξ – параметр обрезания порядка величины (примерно несколько нанометров) переходного слоя между фазами.

Потенциал изображения зависит от температуры и приближается к нулю при температурах, близких к критической.

Если к границе раздела фаз приложено электрическое поле E_1 , которое стремится вытянуть электроны из конденсированной фазы, где основное состояние электрона характеризуется потенциалом V_0 (см. таблицу), то, принимая во внимание потенциал сил изображения (1), полная потенциальная энергия электронов вблизи границы раздела фаз может быть описана в терминах одномерного потенциала, зависящего от координаты

наты z , нормальной к поверхности раздела фаз и направленной от конденсированной фазы:

$$\begin{aligned} V_1(z) &= V_0 - eE_1z + eA_1, & z < 0; \\ V_2(z) &= -eE_2z + eA_2, & z > 0. \end{aligned} \quad (2)$$

В терминах такого одномерного рассмотрения электрон, приближаясь к поверхности, может ее преодолеть “с ходу”, если проекция его импульса p_z вдоль оси z превышает величину порога $p_0 \approx (2m_e|V_0|)^{1/2}$, как показано для верхней траектории электрона на рис. 1. Если $p_z < p_0$, электрон, скорее всего, отразится от потенциального барьера назад в конденсированную фазу, где термализуется после нескольких соударений с атомами среды (нижняя траектория электрона на рис. 1). Локализованные таким образом под поверхностью электроны, тем не менее, могут покинуть конденсированный диэлектрик в результате термоэлектронного процесса эмиссии за счет тепловой энергии, хотя это может занять значительное время.

Носители заряда, прижимаемые к поверхности раздела фаз внешним электрическим полем \vec{E} , приложенным нормально к поверхности раздела фаз так, что $\epsilon_1 E_1 = \epsilon_2 E_2$, могут быть локализованы в более плотной фазе вблизи поверхности раздела фаз на глубине z_0 , соответствующей минимуму потенциала $V_1(z)$:

$$z_0 = - \left[\frac{e}{4E_1} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1(\epsilon_1 + \epsilon_2)} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

После термализации они занимают пространство с линейными размерами порядка

$$l = 3kT/(2eE_1). \quad (4)$$

При некоторых благоприятных условиях носители зарядов могут быть извлечены из конденсированной фазы через свободную поверхность в сопредельную разреженную фазу. Эмиссию носителей заряда можно охарактеризовать временем эмиссии t_e , необходимым для того, чтобы преодолеть поверхностный барьер со средней скоростью v_z , направленной нормально к поверхности раздела фаз:

$$t_e = l/v_z. \quad (5)$$

Средняя скорость прохождения носителей заряда через поверхностный барьер может быть рассчитана как

$$v_z = P \int_{p_z > p_0} \alpha \beta \frac{p_z}{m} f(\vec{p}) d\vec{p}, \quad (6)$$

где P – вероятность нахождения носителя заряда в квазисвободном состоянии ($P = 1$ для жидкого ксенона); α – коэффициент проницаемости потенциального барьера, зависящий от формы потенциального барьера и волновой функции носителя заряда; β – вероятность избежания обратного рассеяния; p_0 – пороговое значение импульса в

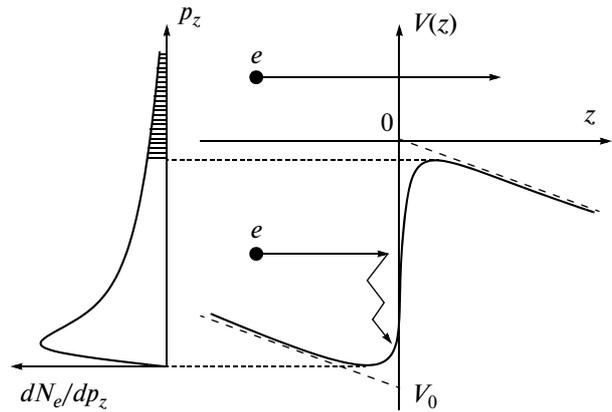


Рис. 1. Эмиссия горячих электронов из неполярного диэлектрика с отрицательной энергией основного состояния свободных электронов V_0 в разреженную фазу ($z > 0$).

направлении поверхности раздела фаз; $f(\vec{p})$ – функция распределения носителей по импульсам. Для массивных ионов проницаемость потенциального барьера α чрезвычайно мала. Электроны же, благодаря малой эффективной массе в некоторых неполярных диэлектриках, к которым относятся и тяжелые конденсированные благородные газы, такие как жидкий ксенон, могут эффективно проникать через поверхностный потенциальный барьер.

Если характерное время эмиссии t_e много больше времени релаксации функции распределения по импульсам $f(\vec{p})$, эмиссию можно рассматривать как медленный, практически стационарный процесс, и тогда число носителей заряда, прижимаемых внешним полем к поверхности раздела фаз, под поверхностью может быть описано как

$$N(t) = N_0 \exp(-t/t_e), \quad (7)$$

где N_0 – начальное количество электронов, подошедших к границе раздела фаз.

Если время жизни квазисвободных электронов (главного объекта нашего интереса) ограничено временем до момента захвата их электроотрицательной примесью t_c , выражение (7) нужно поправить:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/t_e - t/t_c). \quad (8)$$

Интегрированием скорости эмиссии $dN(t)/dt$, полученной из выражения (7), можно найти общее число электронов, эмитируемых за время t :

$$N_e(t) = N_0 t_c (t_e + t_c)^{-1} \{1 - \exp[-(t_e + t_c)t/(t_e t_c)]\}. \quad (9)$$

Часто электронную эмиссию характеризуют вероятностью или коэффициентом эмиссии, который, используя выражение (8), можно определить как

$$K_e = N_e(\infty)/N_0 = (1 + t_e/t_c)^{-1}. \quad (10)$$

4. ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ЖИДКОГО КСЕНОНА

Эффективная эмиссия (коэффициент эмиссии $K_e \sim 1$) квазисвободных электронов наблюдалась из конденсированных благородных газов, метана и некоторых жидких насыщенных углеводородов, обладающих высокой электронной подвижностью. В общем случае электронная эмиссия из неполярных диэлектриков выглядит как пороговый процесс, причем величина наблюдаемого порога эмиссии по электрическому полю E_0 сильно коррелирует с энергией основного состояния электронов в конденсированной фазе V_0 , а именно: отрицательным V_0 соответствуют большие значения E_0 (см. таблицу).

В жидком аргоне высота потенциального барьера на границе раздела фаз сравнима с кинетической энергией квазисвободных электронов, находящихся в термодинамическом равновесии со средой: $V_0 \sim kT$. В этом случае имеется достаточно много электронов в высокоэнергичном “хвосте” функции распределения по импульсам ($p_z > p_0$, см. рис. 1), которые могут эмитировать за счет тепловой энергии среды, в которой они находятся. Однако преодоление потенциального барьера для большинства электронов может занимать значительное время и зависит от напряженности электрического поля, влияющей на ширину барьера. Действительно, было найдено [9], что характерное время эмиссии тепловых электронов t_e из жидких изооктана и аргона изменяется обратно пропорционально приложенному “вытягивающему” полю E_1 , как и следует из формул (4), (5), и составляет $10^{-3} - 10^{-6}$ с.

В конденсированном ксеноне потенциальный барьер на границе конденсированной фазы и газа оказывается столь высоким ($|V_0| \gg kT$), что при достигнутых на данный момент уровнях очистки время жизни квазисвободных электронов t_c оказывается много меньше, чем эмиссионное время t_e , поэтому термоэлектронная эмиссия из этих сред пока не наблюдалась. С другой стороны, в этих средах достаточно легко достичь такой напряженности электрического поля E_c , выше которой средняя кинетическая энергия дрейфующих электронов настолько превышает тепловую энергию, что можно даже вызвать электролюминесценцию конденсированной фазы. В этих условиях значительная доля электронов может приобрести импульс $p_z > p_0$ и эмитировать, подойдя к поверхности раздела фаз практически без задержки.

Для эмпирического описания эффективной эмиссии горячих электронов принято использовать величину “порога” эмиссии по электрическому полю E_0 (см. таблицу). Электроны, которые не эмитировали, но не могут продолжить дрейф, так как достигли поверхности раздела фаз, быст-

ро (в течение ~ 1 пс) термализуются, после чего могут эмитировать уже только как тепловые электроны либо будут захвачены электроотрицательными примесями и превратятся в отрицательные ионы, накапливающиеся под поверхностью раздела фаз. При достаточно интенсивном облучении поверхности раздела фаз электролюминесценцией, возникающей при регистрации частиц с большими ионизационными потерями, теоретически возможны фотоэмиссия электронов с таких отрицательных ионов и появление в газе одиночных электронов.

В любом случае накопление неэмитировавших электронов у поверхности раздела фаз чревато эмиссией электронов, которые прямо не связаны с регистрацией частиц, т.е. будут создавать паразитный шум при регистрации сигналов от слабоионизирующих частиц.

5. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ ШУМОВ

Для исследования одноэлектронных шумов в данной работе использовался детектор, описанный ранее [13]. Детектор представляет собой заполненный жидким ксеноном при температуре 172 К цилиндрический сосуд из нержавеющей стали, в котором установлена плоскопараллельная электродная система. Катод выполнен в виде сетки из проволочек диаметром 0.1 мм, намотанных с шагом 1 мм. Для увеличения светосбора анодный диск имеет зеркальную поверхность. Расстояние от катода до поверхности жидкой фазы равно 22 мм, а от поверхности жидкого ксенона до анода – 5 мм. Диаметр рабочей области детектора составляет 105 мм. Для регистрации сцинтилляции, возникающей в жидкой фазе, и электролюминесценции газовой фазы используется матрица из семи ФЭУ-181, расположенных в жидком ксеноне под проволочным катодом.

Характерный сигнал с эмиссионного детектора при регистрации γ -кванта с энергией порядка 100 кэВ приведен на рис. 2а. Сигнал состоит из двух частей. Первый по времени импульс обусловлен сцинтилляцией в жидкой фазе, а второй соответствует электролюминесценции в газовой фазе. Электролюминесцентный импульс сдвинут относительно сцинтилляционного на время дрейфа электронов от точки взаимодействия регистрируемой частицы до поверхности жидкой фазы.

Одноэлектронный электролюминесцентный сигнал в этом детекторе представляет собой кластер однофотоэлектронных сигналов с различных ф.э.у. общей длительностью ~ 1 мкс (рис. 2б). Это время соответствует времени дрейфа электрона через газовую фазу детектора. Общее количество однофотоэлектронных сигналов в кластере зависит от напряженности электрического поля в газовой фазе, размера газового зазора, условий све-

тосбора, квантовой эффективности фотокатодов ф.э.у. В описываемой конструкции детектора оно составляет в среднем 15 фотоэлектронов.

Для того чтобы исключить события, связанные с фотоэмиссией электронов из катода и из отрицательных ионов, собравшихся под поверхностью раздела фаз жидкого и газообразного ксенона, отбирались только те события, которые не сопровождались предшествовавшей им электролюминесцентной вспышкой в пределах временного отрезка (время запрета Δt_{veto}), превышавшего в несколько раз время дрейфа электронов через слой жидкого ксенона, $\Delta t_{veto} > t_{dr1}$. Чтобы исключить сигналы от каких-либо реальных частиц, накладывалось также вето на наличие сцинтилляционного сигнала во время запрета.

При заданном времени запрета Δt_{veto} измерялась частота появления одноэлектронных электролюминесцентных сигналов f_{1e} в зависимости от приложенного электрического поля, загрузки детектора от внешнего источника γ -квантов и угла между поверхностью раздела фаз и плоскопараллельной электродной системой детектора.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Проведенные исследования с эмиссионным детектором показали, что интенсивная электролюминесценция газовой фазы, например, от космических мюонов, действительно, способствует появлению дополнительных электролюминесцентных сигналов, задержанных на время дрейфа электронов от катода до поверхности раздела фаз (эффект “эха”). Введение времени запрета на считывание электролюминесцентных сигналов, кратного нескольким временам дрейфа электронов через слой жидкого ксенона, $\Delta t_{veto} > 3t_{dr1}$, существенно уменьшает вероятность регистрации таких сигналов. Поэтому в систему записи данных вводился запрет на запись событий в течение времени $3t_{dr1}$ после мощной электролюминесцентной вспышки. Запрет накладывался также на регистрацию любых событий, сопровождающихся сцинтилляцией, предшествующей событию в интервале времени $3t_{dr1}$.

С учетом выбранной системы отбора регистрируемые события в основном были связаны со спонтанной эмиссией электронов, накапливающихся под поверхностью жидкого ксенона в результате облучения детектора естественным радиоактивным фоном. Оказалось, что в этих условиях частота появления одноэлектронных электролюминесцентных сигналов f_{1e} растет с увеличением напряженности вытравливающего электрического поля E_1 (рис. 3). Это в первом приближении согласуется с выражениями (4) и (5).

Действительно, $f_{1e} \sim 1/t_e$ и, как следует из выражений (4) и (5), $f_{1e} \sim v_z E_1$. Так как v_z должна

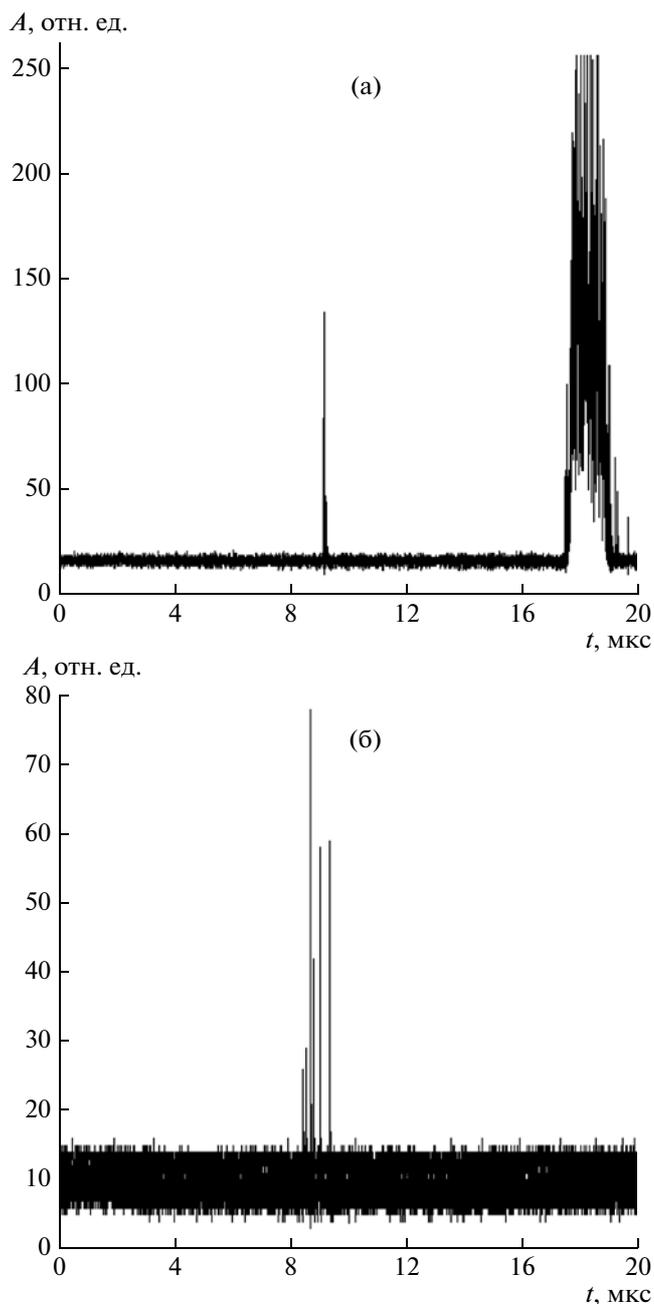


Рис. 2. Осциллограммы типичного сигнала от γ -кванта с энергией порядка 100 кэВ (а) и одноэлектронного электролюминесцентного сигнала (б).

увеличиваться с ростом напряженности электрического поля, то скорость счета одноэлектронных сигналов должна возрастать быстрее, чем линейная функция U (напряжение между анодом и катодом). Таким образом, экспериментальные данные, представленные на рис. 3, качественно соответствуют модели, изложенной в разд. 3.

Этой модели соответствует также наблюдавшееся увеличение частоты появления одноэлектронных сигналов с увеличением загрузки детек-

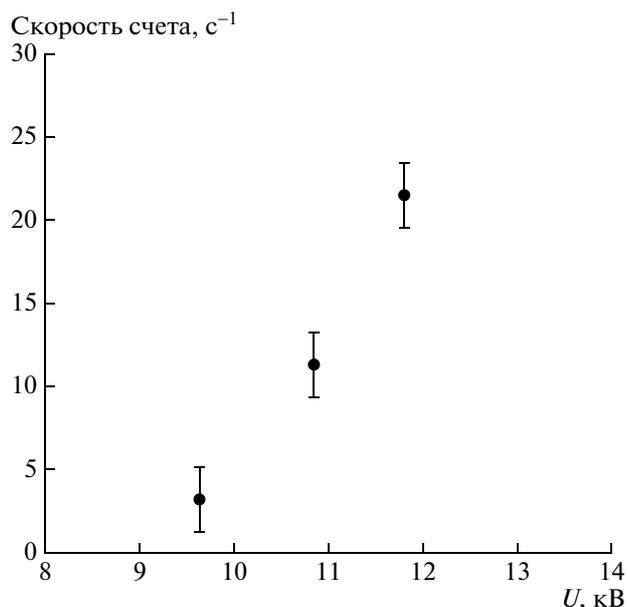


Рис. 3. Зависимость скорости счета одноэлектронных сигналов эмиссионного детектора на жидком ксеноне от разности потенциалов между анодом и катодом.

тора при поднесении к нему дополнительного источника γ -квантов.

Еще одним подтверждением рассмотренной модели появления одноэлектронных шумов, не связанных с интенсивной электролюминесценцией, стало наблюдение влияния наклона детектора по отношению к горизонту. Первоначально плоскопараллельная двухэлектродная система детектора была установлена горизонтально. Затем детектор немного наклонили в одну сторону, после чего — на такой же угол в противоположную сторону. Разность потенциалов между анодом и катодом составляла 11 кВ. Результаты измерений частоты появления одноэлектронных сигналов в зависимости от угла наклона детектора представлены на рис. 4.

Как видно из рис. 4, частота появления одноэлектронных электролюминесцентных сигналов f_{ie} при наклоне детектора на угол $\sim 0.3^\circ$ снижалась примерно в 2 раза. Эти результаты можно интерпретировать как очистку поверхности раздела фаз тангенциальной составляющей электрического поля, которая появляется, если вектор напряженности приложенного электрического поля не перпендикулярен свободной поверхности жидкого ксенона.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании результатов экспериментов по исследованию одноэлектронных шумов в жид-

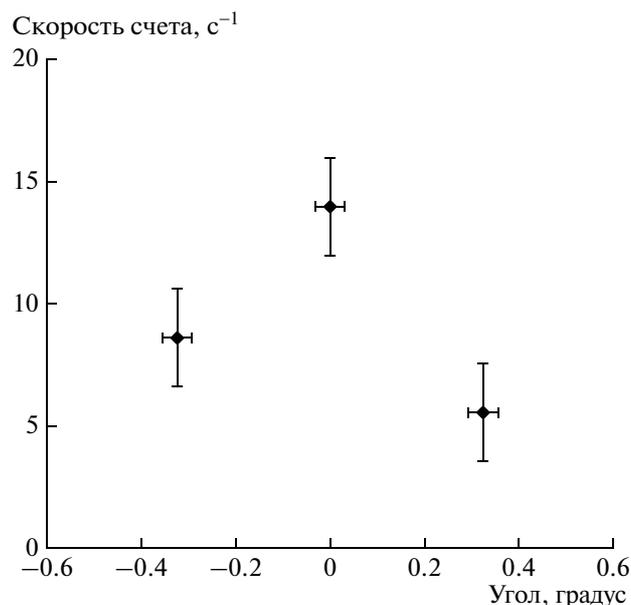


Рис. 4. Зависимость скорости счета одноэлектронных сигналов от угла наклона эмиссионного детектора при разности потенциалов между катодом и анодом 11 кВ.

коксеноновой эмиссионной камере можно сделать следующие выводы:

- 1) одноэлектронные шумы, действительно, в основном связаны со спонтанной эмиссией электронов, накопившихся под поверхностью раздела фаз;
- 2) слабое тангенциальное электрическое поле (порядка нескольких десятков вольт на сантиметр) способствует существенному снижению интенсивности таких шумов и может использоваться для улучшения отношения сигнал/шум в детекторах частиц с низкой ионизирующей способностью.

В настоящее время авторами ставится задача более детального исследования обнаруженных эффектов.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00668-а, государственного контракта № П881 в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг., гранта правительства Российской Федерации по постановлению № 220, полученному по договору №11.G34.31.0049. Работа является частью программы коллаборации РЭД по созданию нейтринного детектора нового поколения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Долгошеин Б.А., Лебедево В.Н., Родионов Б.У. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 351.
2. Болодыня А.И., Егоров О.К., Мирошниченко В.П. и др. // Элементарные частицы и космические лучи. Вып. 5. М.: Атомиздат, 1980. С. 65.

3. *Bolozdynya A., Egorov V., Rodionov B. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1995. V. 42. P. 565.
4. *Bolozdynya A.* // Nucl. Instrum. and Methods. A. 1999. V. 422. P. 314.
5. *Akimov D.Yu., Araujo H.M., Barnes E.J. et al.* // E-print: arXiv:1110.4769v1 [astro-ph.CO] 2011.
6. *Aprile E., Arisaka K., Arneodo F. et al.* // Phys Rev Lett. 2011. V. 107. P. 131302.
7. *Fiorucci S., Akerib D.S., Bedikian S. et al.* // E-print: arXiv:0912.0482v1 [astro-ph.CO] 2009.
8. *Akimov D., Bondar A., Burenkov A., Buzulutskov A.* // JINST. 2009. V. 4. P. P06010.
9. *Bolozdynya A.* // Emission detectors. Singapore: World Scientific., 2010.
10. *Akimov D.Yu., Bewick A., Danilov M.V. et al.* // Ядерная физика. 2003. Т. 66. С. 524.
11. *Yamashita M.* Dark matter search experiment with double phase Xe detector. PhD thesis. Tokyo: Waseda University, 2003.
12. *Edwards B., Araujo H.M., Chepel V. et al.* // Astropart. Phys. 2008. V. 30. P. 54; E-print: arXiv:0708.0768v1 [physics.ins-det] 2007.
13. *Буренков А.А., Акимов Д.Ю., Гришкин Ю.Л. и др.* // Ядерная физика. 2009. Т. 72. № 4. С. 693.; *Burenkov A.A., Akimov D.Yu., Grishkin Yu.L. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2009. V. 72. P. 653.
14. *Hagmann C., Bernstein A.* // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 2004. V. 51. P. 2151.