

## СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ГОДОСКОПИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР

© 2021 г. В. И. Алексеев<sup>а</sup>, В. А. Басков<sup>а,\*</sup>, В. А. Дронов<sup>а</sup>, А. И. Львов<sup>а</sup>,  
А. В. Кольцов<sup>а</sup>, Ю. Ф. Кречетов<sup>б</sup>, В. В. Полянский<sup>а</sup>, С. С. Сидорин<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН (ФИАН)

Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

<sup>б</sup> Объединенный институт ядерных исследований

Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

\*e-mail: baskov@x4u.lebedev.ru

Поступила в редакцию 07.06.2020 г.

После доработки 11.07.2020 г.

Принята к публикации 29.07.2020 г.

Представлены результаты калибровки сцинтилляционного годоскопического спектрометра, предназначенного для регистрации заряженных частиц в эксперименте по поиску “тяжелого электрона” на тормозном пучке фотонов ускорителя “Пахра” ФИАН. При энергии электронов  $E = 40$  МэВ относительное энергетическое и координатное разрешения спектрометра составили  $\delta = 22\%$  и  $\sigma_x = 9.5$  мм соответственно. Обнаружено, что ширину электромагнитных ливней в поперечном направлении при энергии электронов  $E < 100$  МэВ можно описать зависимостью  $\Delta \sim \ln E$ , при  $E > 100$  МэВ – зависимостью  $\Delta \sim 1/\exp E$ .

DOI: 10.31857/S003281622101002X

### ВВЕДЕНИЕ

Возможность существования ранее не наблюдавшихся относительно легких долгоживущих заряженных частиц  $\ell^\pm$  с массой, лежащей между массой электрона и мюона, неоднократно обсуждалась теоретически и проверялась экспериментально. Все результаты поисков оказались отрицательными. Поэтому неожиданным оказалось появление сведений о наблюдении подобных легких частиц с массами около 9 МэВ на стереофотографиях, сделанных в 2-метровой пропановой пузырьковой камере ОИЯИ. Камера облучалась протонами с энергией 10 ГэВ, а энергия и импульс частиц определялись по динамике изменения кривизны трека

в магнитном поле. Эти частицы были названы аномальными лептонами, хотя спин частиц в эксперименте не определялся [1].

С целью нового поиска аномальных лептонов на тормозном пучке фотонов с энергией до 500 МэВ ускорителя “Пахра” ФИАН создана экспериментальная установка (рис. 1). Для определения импульса и энергии частиц, вылетающих из мишени, используется времяпролетная методика. Сигнал *Start* задается системой триггерных сцинтилляционных счетчиков  $S_1-S_3$ , находящихся за мишенью  $T$ , сигнал *Stop* формируется сигналом счетчика  $S_4$ , находящегося перед сцинтилляционным спектрометром  $CC$ , предназначенным для регистрации вылетевших из мишени продуктов взаимодей-

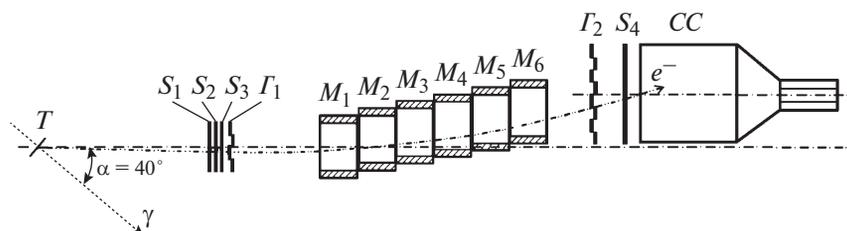
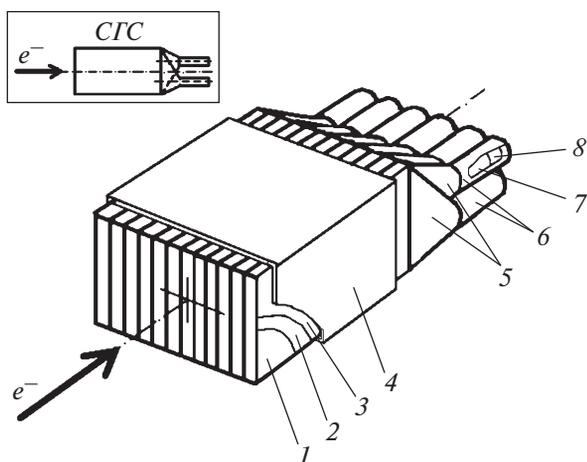


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по поиску “тяжелого лептона” на ускорителе ФИАН “Пахра”.  $T$  – медная мишень,  $S_1-S_4$  – сцинтилляционные счетчики,  $G_1$  и  $G_2$  – сцинтилляционные годоскопы,  $M_1-M_6$  – секции постоянных магнитов,  $CC$  – сцинтилляционный спектрометр.



**Рис. 2.** Схема сцинтиляционного годоскопического спектрометра СГС. 1 — сцинтиляционная пластина; 2 — металлизированный майлар; 3 — черная бумага; 4 — металлический корпус; 5 — светосборники; 6 — корпус ФЭУ-85 (7) с делителем напряжения (8); на вставке — сцинтиляционный годоскопический спектрометр СГС.

ствия тормозных фотонов с мишенью и имеющим размер  $200 \times 200 \times 200$  мм.

Максимальная энергия электронов, которых способен регистрировать СС, около  $E \approx 40$  МэВ ( $E \approx (\Delta E/\Delta x)L$ , где  $\Delta E/\Delta x$  — средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в детекторе;  $L$  — толщина сцинтиляционного детектора [2, 3]). Импульс частицы, выходящей из мишени, определяется по углу отклонения частицы в системе постоянных магнитов  $M_1-M_6$ , расположенных на ее траектории. Траектория частицы задается точкой выхода частицы из мишени, которая для определенности является центром мишени, и сработавшими каналами годоскопов  $G_1$  и  $G_2$ , содержащих соответственно 4 и 8 каналов. Размеры каналов обоих годоскопов одинаковы и составляют  $50 \times 20 \times 5$  мм.  $G_1$  расположен за триггерными счетчиками  $S_1-S_3$ , а  $G_2$  перед счетчиком  $S_4$ .

### СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ГОДОСКОПИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР

Для повышения точности определения импульса регистрируемой частицы, задаваемого углом отклонения частицы в магнитном поле системы магнитов, было решено  $G_2$  перенести непосредственно к магнитам, убрать из установки  $S_4$  и вместо СС поместить годоскопический спектрометр, который одновременно должен определять энергию частицы и ее координату. Для этой цели был создан сцинтиляционный годоскопический спектрометр СГС (рис. 2).

СГС представляет собой сборку из 12 независимых каналов — сцинтиляционных пластин 1

на основе полистирола размером  $500 \times 250 \times 20$  мм. Каждая пластина с торца через “воздушный” светосборник 5 просматривается одним фотоэлектронным умножителем (ф.э.у.) 7 (ФЭУ-85). Высота каждого светосборника от торцевой плоскости сцинтиляционной пластины до фото катода ф.э.у. составляет 15 см. Так как ширина пластины равна 20 мм, а диаметр колбы ФЭУ-85 — 30 мм, то для компактности ось симметрии ф.э.у. сдвинута относительно оси симметрии сцинтиляционной пластины в вертикальной плоскости на 40 мм (вставка на рис. 2). В рабочем положении светосборники и ф.э.у. с нечетными номерами по порядку расположены по вертикали выше относительно оси симметрии пластины, а светосборники и ф.э.у. с четными номерами расположены ниже.

Все грани пластины, кроме той, на которой находится светосборник с ф.э.у., обернуты металлизированным майларом 2 и черной бумагой 3. Для усиления конструкции сборка помещена в металлический корпус 4, но торцевая часть сборки, куда должны поступать частицы, и задняя часть сборки, на которой расположены светосборники с ф.э.у., корпусом не закрыты.

### КАЛИБРОВКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ГОДОСКОПИЧЕСКОГО СПЕКТРОМЕТРА

Калибровка СГС была выполнена на квазимонохроматическом пучке вторичных электронов ускорителя ФИАН “Пахра” [4, 5]. Блок-схема калибровочного канала представлена на рис. 3. Сигналы с триггерных счетчиков  $C_1$  и  $C_2$  размером  $10 \times 10 \times 5$  мм через блоки формирователей  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  и задержек  $Z_1$  и  $Z_2$  подавались на входы схемы совпадений СС. На вход “анти” СС через блоки формирователя  $\Phi_3$  и задержки  $Z_3$  подавался сигнал со счетчика антисовпадений А размером  $90 \times 60 \times 10$  мм с диаметром отверстия 10 мм.

Сигнал со схемы совпадений СС являлся триггерным сигналом Start для запуска двух блоков восьмивходовых зарядоцифровых преобразователей (ЗЦП), на входы “Анализ” которых через блоки задержек  $Z_4-Z_{15}$  подавались сигналы от 12 каналов СГС. Сигнал Start являлся также сигналом, с помощью которого через крейт-контроллер системы САМАС проводилась “запись” сигналов с СГС в память компьютера. Перед счетчиком антисовпадений А находился свинцовый коллиматор с диаметром отверстия 3 мм, который задавал апертуру электронного пучка. Интенсивность электронного пучка составляла  $\sim 15$   $e^-/с$ .

Калибровка СГС проходила в два этапа. На первом этапе на пучке вторичных электронов проводилось последовательное выравнивание амплитуд всех каналов СГС таким образом, чтобы амплитудный спектр каждого канала был расположен в рабочей области ЗЦП. Длина каждой пластины СГС

составляет 50 см, поэтому средняя энергия, оставленная электронами в сцинтиляторе, составляет  $\langle E \rangle \approx 2[\text{МэВ/см}] \cdot 50[\text{см}] \approx 100 \text{ МэВ}$ . Так как при энергии электронов выше 100 МэВ энерговыделение в *СГС* не увеличивается [3], то максимальное энерговыделение в канале *СГС* также должно составлять не более  $\langle E \rangle = \langle E_{\text{max}} \rangle \approx 100 \text{ МэВ}$ . Поэтому первый этап калибровки был осуществлен при энергии электронного пучка  $E = 80 \text{ МэВ}$ .

В результате средняя амплитуда каждого канала составила  $\sim 260$  каналов *ЗЦП* при максимальной величине рабочей области 512 каналов. Изменение средней амплитуды канала *СГС* проводилось изменением напряжения на делителе напряжения ф.э.у. данного канала. Изменения положений каналов относительно пучка электронов в горизонтальной плоскости осуществлялись дистанционно перемещением платформы, на которой находился *СГС*, с точностью  $\sim 1 \text{ мм}$ .

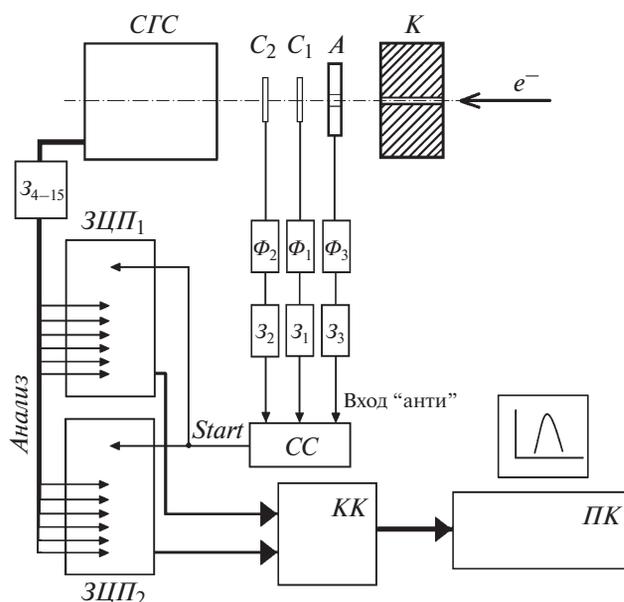
### ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ *СГС*

На втором этапе была осуществлена энергетическая калибровка *СГС*. Спектрометр был помещен на пучок электронов таким образом, чтобы электроны входили по центру 7-го канала под углом  $0^\circ$  относительно траектории пучка и осью симметрии пластины канала.

Энергетическая калибровка *СГС* выполнялась при энергиях электронов  $E = 40, 60, 80, 100, 120, 150$  и  $200 \text{ МэВ}$ . Амплитуда *СГС*, зарегистрировавшего *i*-электрон, определялась суммой амплитуд всех каналов  $A_i = \sum_{m=1}^{12} A_{mi}$ , где  $A_{mi}$  – амплитуда в *m*-канале *СГС*;  $m = 1, \dots, 12$  – номер канала.

Энергия электрона определялась как  $E_i = kA_i$ , где  $k$  – коэффициент пропорциональности;  $A_i$  – амплитуда *СГС*, зарегистрировавшего *i*-электрон. Коэффициент  $k$  определялся из калибровки *СГС* на пучке электронов с энергией  $E = 60 \text{ МэВ}$  с последующей проверкой и коррекцией значения  $k$  на пучке электронов с энергией  $E = 40 \text{ МэВ}$  ( $k = E / \sum_{m=1}^{12} \langle A_m \rangle$ , где  $E$  – энергия калибровочного пучка электронов,  $\langle A_m \rangle$  – средняя амплитуда спектра канала  $m$  ( $m = 1, \dots, 12$ ), определенная по калибровочному набору данных).

Зависимости средней амплитуды *СГС* и относительного амплитудного разрешения от энергии электронов представлены на рис. 4. Зависимость на рис. 4а качественно повторяет зависимость изменения амплитуды сцинтиляционного спектрометра толщиной 20 см от энергии пучка вторичных электронов, представленную в [3]. Видно, что энерговыделение в *СГС* от энергии электронов растет вплоть до величины 100 МэВ, а начиная с энергии электронов 100 МэВ и до последней исследованной энергии 200 МэВ зависимость явля-



**Рис. 3.** Блок-схема калибровочного канала квазимонохроматических вторичных электронов ускорителя ФИАН “Пахра”.  $\Phi_1$ – $\Phi_3$  – блоки формирователей,  $Z_1$ – $Z_{15}$  – блоки задержек, СС – схема совпадений, ЗЦП<sub>1</sub> и ЗЦП<sub>2</sub> – 8-ходовые зарядоцифровые преобразователи; Start – триггерный сигнал, Анализ – амплитудные сигналы с каналов СГС, КК – контроллер системы САМАС, ПК – персональный компьютер.

ется константой. Это означает, что вплоть до энергии электронов 100 МэВ энерговыделение от электронов полностью “укладывается” в объеме *СГС*, определяемом длиной спектрометра вдоль траектории пучка. Из рис. 4а видно также, что зависимость средней амплитуды *СГС* от энергии электронов до величины  $\sim 70 \text{ МэВ}$  линейна, от  $\sim 70 \text{ МэВ}$  до  $\sim 100 \text{ МэВ}$  она имеет нелинейный, переходный характер и при энергии выше  $\sim 100 \text{ МэВ}$  определяется постоянной величиной.

Относительное амплитудное разрешение *СГС*, которое является также и относительным энергетическим разрешением, определялось как  $\delta = ((\Delta A / \langle A \rangle) / 2.35) \cdot 100\%$ , где  $\Delta A$  – полная ширина амплитудного спектра на половине его высоты,  $\langle A \rangle$  – средняя амплитуда амплитудного спектра *СГС*,  $2.35 = 2 \cdot (\ln 2) \cdot \sqrt{2}$ . Из рис. 4б видно, что зависимость амплитудного разрешения *СГС* от энергии электронов сложная. Если экстраполировать экспериментальные ошибки в область низких энергий электронов (рис. 4а), то можно видеть (рис. 4б), что  $\delta$  значительно улучшается при повышении энергии электронов от 5 МэВ ( $\delta \sim 40$ – $50\%$ ) вплоть до энергии  $\sim 40 \text{ МэВ}$ , при которой *СГС* имеет наилучшее разрешение  $\delta \approx 22\%$ . При дальнейшем повышении энергии электронов  $\delta$  ухудшается и начиная с энергии электронов 100 МэВ зависимость

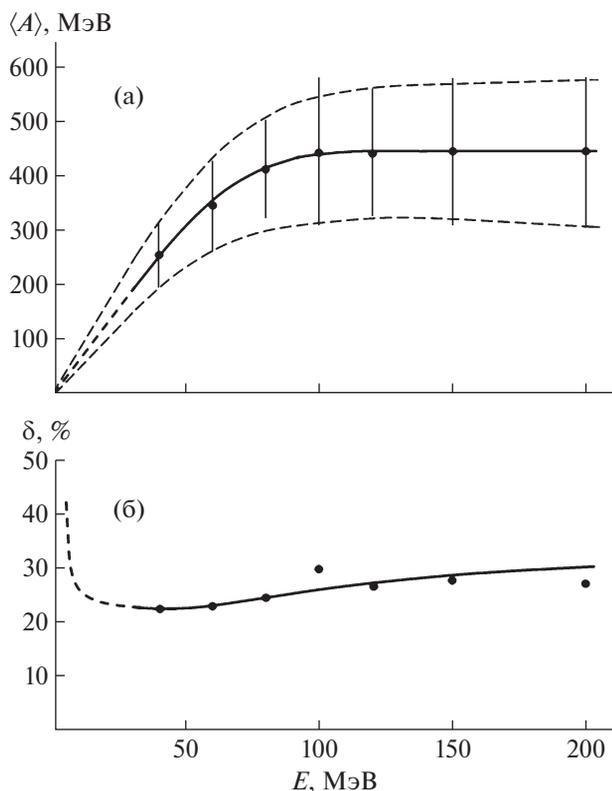


Рис. 4. Зависимости характеристик СГС от энергии электронов: а – средняя амплитуда СГС; б – относительное энергетическое разрешение СГС.

становится практически линейной, достигая при энергии электронов 200 МэВ значения  $\delta \approx 31\%$ .

### ПОПЕРЕЧНЫЕ ПРОФИЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛИВНЕЙ

На рис. 5 представлены профили электромагнитных ливней, развивающихся в СГС в поперечном направлении, при энергиях электронного пучка  $E = 40, 100$  и  $200$  МэВ. Видно, что с повышением энергии электронов энерговыделение во всех каналах СГС увеличивается, но начиная с  $E > 100$  МэВ энерговыделение в периферийных каналах падает.

На рис. 6 представлена зависимость изменения поперечной ширины электромагнитного ливня, развивающегося в СГС, от энергии электронов. При энергиях электронов до  $E \approx 100$  МэВ ширину ливня можно описать оценочным выражением  $\Delta \approx \alpha \ln \beta \cdot E$ , где  $\Delta$  – ширина электромагнитного ливня в каналах СГС;  $E$ , МэВ – энергия электрона;  $\alpha = 2.183$ ;  $\beta = 1.544 \text{ МэВ}^{-1}$  [2]. При энергиях  $E > 100$  МэВ ширина ливня становится меньше, и зависимость можно описать оценочным выражением  $\Delta \approx \alpha \exp(-\beta E)$  при  $\alpha = 12.1$  и  $\beta = -9.531 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}^{-1}$ . Можно предположить, что

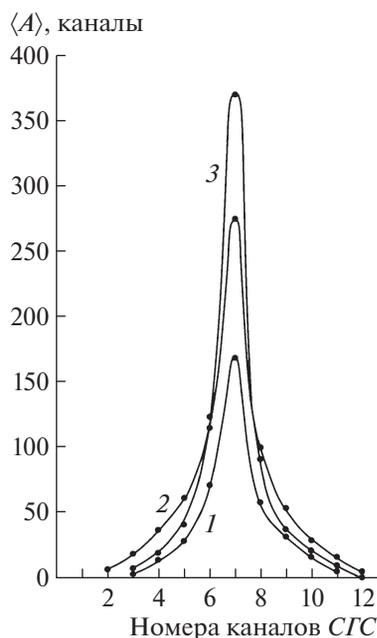


Рис. 5. Продольные профили развития электромагнитных ливней от электронов, развиваемых в СГС, в зависимости от энергии: 1 –  $E = 40$  МэВ, 2 –  $E = 100$  МэВ, 3 –  $E = 200$  МэВ.

уменьшение ширины электромагнитных ливней с повышением энергии электронов связано с повышением средней энергии вторичных заряженных частиц ливня ( $e^-e^+$ -пар) и, соответственно, уменьшением среднего угла многократного рассеяния [6].

### КООРДИНАТНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СГС

Для определения координаты входа электронов в СГС использовался метод “центра тяжести”

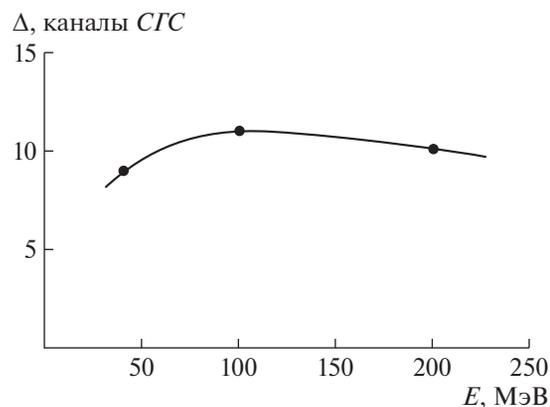


Рис. 6. Зависимость ширины электромагнитных ливней от электронов, развиваемых в СГС, от энергии электронов ( $\Delta$  – ширина электромагнитного ливня в каналах СГС).

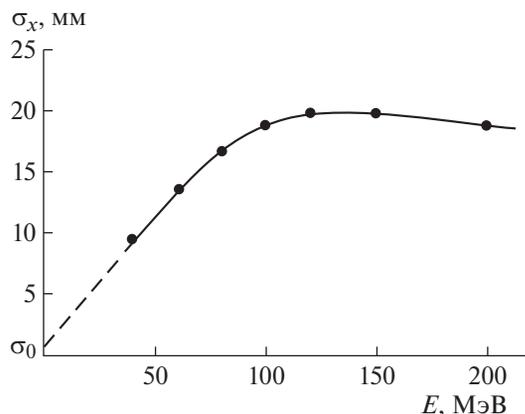


Рис. 7. Зависимость координатного разрешения СГС от энергии электронов.

[6]. Координата  $i$ -электрона определялась с помощью выражения  $x_i = d \cdot \left( \frac{\sum_{m=1}^{12} mA_{mi}}{\sum_{m=1}^{12} A_{mi}} \right)$ , где  $d$  – ширина канала СГС;  $A_{mi}$  – амплитуда сигнала в канале  $m$  СГС;  $m$  – номер канала ( $m = 1, \dots, 12$ ). Координата, определенная данным методом, имеет смещение  $x_0$ . Измерения показали, что величина смещения не зависит от энергии в области исследованных энергий от 40 до 200 МэВ и составляет  $x_0 = 52.5$  мм. На рис. 7 представлена зависимость координатного разрешения СГС  $\sigma_x$  от энергии электронов с учетом вычета ширины электронного пучка, определяемой диаметром коллиматора перед триггерными счетчиками  $C_1$  и  $C_2$ , равным 3 мм (рис. 3).

Из рис. 7 видно, что характер зависимости  $\sigma_x$  от энергии электронов с небольшим численным сдвигом по энергии аналогичен характеру зависимости относительного энергетического разрешения  $\delta$ . Зависимость  $\sigma_x$  от энергии электронов до  $\sim 80$  МэВ линейна, от  $\sim 80$  до  $\sim 120$  МэВ она имеет нелинейный характер. При энергии электронов выше  $\sim 120$  МэВ наблюдается линейный спад.

На рис. 8 представлена зависимость изменения ширины электромагнитного ливня от  $\gamma$ -кванта, развивающегося в ксеноне, от энергии [7]. Видно, что характер зависимости рис. 7 качественно соответствует характеру зависимости рис. 8. Таким образом, при исследованных энергиях электронов и постоянной ширине канала СГС зависимость  $\sigma_x$  определяется зависимостью изменения ширины электромагнитного ливня от энергии.

При энергиях электронов  $E < \sim 80$  МэВ зависимость  $\sigma_x$  от энергии линейная и ее можно описать выражением  $\sigma_x = \sigma_x(E) = \sigma_0 + aE$  при  $\sigma_0 = 0.5$  мм,  $a = 0.225$  мм/МэВ. Начиная с энергий  $E > \sim 120$  МэВ ширина ливня начинает меньше зависеть от энергии (рис. 8) и, соответственно, меньше оказывать влияние на  $\sigma_x$ , которая в этом диапазоне энергий

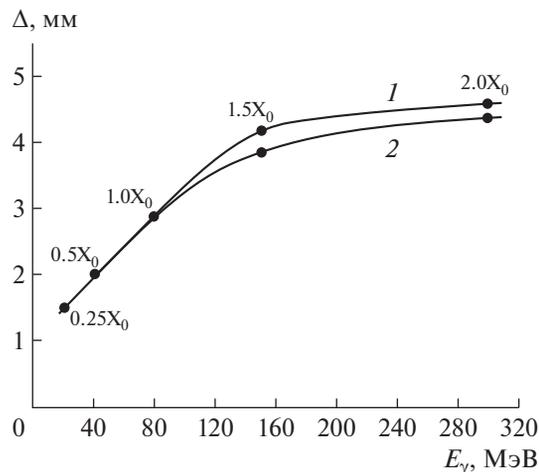


Рис. 8. Зависимость ширины электромагнитного ливня от  $\gamma$ -квантов, развивающегося в ксеноне, от энергии: 1 – ширина ливня в максимуме развития (цифры у точек представляют глубину ливня  $t$ , на которой находится максимум); 2 – ширина ливня на глубине развития ливня  $t \approx 1.3X_0$ .

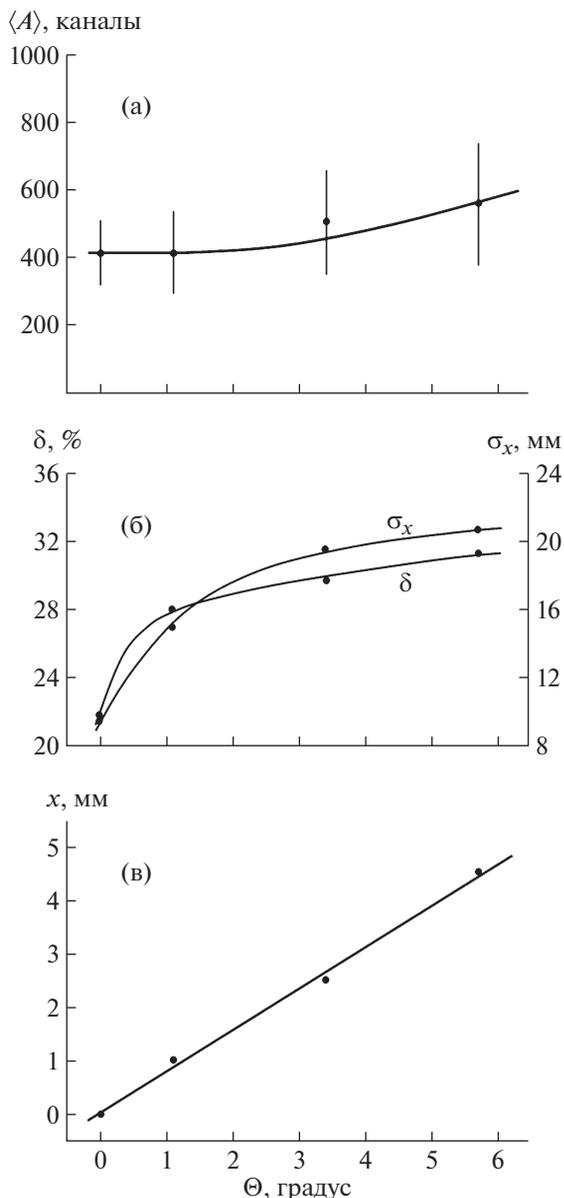
подчиняется зависимости  $\sigma_x(E) \sim E^{-1/2}$  [6, 8]. Зависимость начинает работать при толщинах спектрометра в продольном направлении  $t_{\text{spectr}} > 2X_0$  ( $X_0$  – радиационная длина), поскольку начиная с энергии  $\sim 120$  МэВ на данную толщину приходятся максимум развития ливня и, соответственно, максимальная ширина ливня в поперечном направлении (кривая 1 на рис. 8).

Толщина СГС составляет  $1.25X_0$ , и при энергии электронов больше  $\sim 120$  МэВ максимум развития ливня выходит за пределы СГС. В этом случае ширина ливня определяется точкой развития ливня до максимума и она несколько меньше ширины ливня в максимуме. Поэтому  $\sigma_x$  также несколько уменьшается, подчиняясь линейному закону (кривая 2 на рис. 8). Диапазон энергий  $\sim 80 < E < \sim 120$  МэВ является промежуточной областью изменения  $\sigma_x$ .

Численно  $\sigma_x$  меняется от  $\sigma_x = 9.5$  мм при  $E = 40$  МэВ до  $\sigma_x \approx 20$  мм при  $E = 120$  МэВ. При  $E = 200$  МэВ координатное разрешение СГС составляет  $\sigma_x \approx 19$  мм.

#### ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК СГС ОТ УГЛА ВХОДА ЭЛЕКТРОНОВ В СПЕКТРОМЕТР

На пучке электронов с энергией  $E = 80$  МэВ исследованы характеристики СГС от угла входа  $\Theta$  электронов в спектрометр относительно их траектории в горизонтальной плоскости. На рис. 9 представлены зависимости изменения средней амплитуды, относительного амплитудного и координатного разрешений, а также координаты электрона, определяемой СГС, от угла входа электрона.



**Рис. 9.** Зависимость энергетических и координатных характеристик СГС от угла входа электронов в СГС при энергии электронов  $E = 80$  МэВ: **а** – средняя амплитуда СГС; **б** – относительное энергетическое  $\delta$  и координатное  $\sigma_x$  разрешения СГС; **в** – координата входа электронов в СГС.

тронов в спектрометр. Из рис. 9а видно, что средняя амплитуда сигналов СГС практически постоянна в пределах углов  $0^\circ$ – $1.5^\circ$  и начинает увеличиваться с угла  $\sim 2^\circ$ . При максимальном исследованном угле  $\Theta = 5.7^\circ$  прирост амплитуды относительно значения амплитуды при угле  $0^\circ$  достигает  $\sim 22\%$ . Рис. 9б показывает, что относительное амплитудное ( $\delta$ ) и координатное ( $\sigma_x$ ) разрешения также увеличиваются с увеличением угла входа электронов в СГС. Увеличение значений  $\delta$  и  $\sigma_x$  начиная с углов око-

ло  $1.5^\circ$ – $2^\circ$  составляет  $>30\%$ . Из рис. 9в видно, что существует линейная зависимость смещения координаты, определяемой СГС, от угла входа электрона в спектрометр. Смещение можно скорректировать зависимостью  $x = a + b \cdot \Theta$  при  $a = 0.03$  мм и  $b = 0.771$  мм/градус.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты калибровки сцинтилляционного годоскопического спектрометра на пучке вторичных электронов ускорителя “Пахра” с энергий от 40 до 200 МэВ показали, что в области энергий электронов  $E < 100$  МэВ, при которых проводится поисковый эксперимент, зависимость средней амплитуды от энергии электронов до  $\sim 70$  МэВ имеет линейный характер. Относительное амплитудное разрешение и, соответственно, энергетическое разрешение СГС минимально при энергии электронов  $E = 40$  МэВ и при повышении энергии электронов до  $\sim 100$  МэВ меняется слабо, находясь на уровне  $\delta = 22$ – $25\%$ . Координатное разрешение СГС линейно меняется от  $\sigma_x = 9.5$  мм при  $E = 40$  МэВ до  $\sigma_x = 17$  мм при  $E = 80$  МэВ.

Определено, что при энергии электронов  $E < 100$  МэВ поперечная ширина ливня  $\Delta$  подчиняется зависимости  $\Delta \sim \ln E$ . Обнаружено, что средняя амплитуда СГС, амплитудное и координатное разрешения, а также координата, определяемая СГС, зависят от угла входа электронов в СГС. Для определения точной координаты входа электронов в СГС можно применять простую корректирующую функцию вида  $x = a + b \cdot \Theta$ . Для определения зависимости смещения координат от угла входа электронов в СГС от энергии электронов будут проведены дополнительные исследования.

СГС способен регистрировать заряженные частицы с энергией в диапазоне до  $\sim 80$  МэВ, что в 2 раза больше по сравнению с диапазоном регистрации используемого в настоящее время сцинтилляционного спектрометра, и с точностью, на  $\approx 20\%$  лучшей по сравнению со спектрометром такого же типа, используемым в [3]. СГС способен определять координату входа частицы в спектрометр с точностью не хуже сцинтилляционного годоскопа, расположенного в настоящее время перед СС. Сцинтилляционный годоскопический спектрометр может быть использован в эксперименте по поиску аномальных лептонов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alekseev V.I., Baskov V.A., Dronov V.A., Krechetov Yu.F., Lvov A.I., Pavlyuchenko L.N., Polyanskiy V.V., Sidorin S.S. // EPJ Web of Conferences (Baldin ISHEPP XXIV). 2019. V. 204. 08009. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201920408009>

2. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 10.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050079>
4. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С. // Краткие сообщения по физике. 2020. № 7. С. 18.  
<https://doi.org/10.3103/S1068335620070027>
5. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кречетов Ю.Ф., Малиновский Е.И., Павлюченко Л.Н., Полянский В.В., Сидорин С.С. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 5.  
<https://doi.org/10.1134/S0032816219020162>
6. Белоусов А.С., Ваздик Я.А., Зверев В.Г., Малиновский Е.И., Малиновский И.Е., Теркулов А.Р. Препринт ФИАН № 23. М., 1995.
7. Огрзевальский З., Стругальский З.С. Препринт ОИ-ЯИ Р1-4562. Дубна, 1969.
8. Бинон Ф., Буянов В.М., Гуанэр М., Донсков С.В., Дютейль П., Дюфурно Г., Инякин А.В., Какауридзе Д.Б., Качанов В.А., Кулик А.В., Ланье Ж.П., Леднев А.А., Михайлов Ю.В., Мишот Д., Мути Т. и др. Препринт ИФВЭ 85-62. Серпухов, 1985.