**ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**
**Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования**
**МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**
**(Государственный университет)**

---

**ФАКУЛЬТЕТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

**КАФЕДРА № 59**

пояснительная записка
к дипломному проекту на тему:

# УНИВЕРСАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ СВЕТОВЫХОДА ПЛАСТМАССОВЫХ И ЖИДКИХ ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ТЯЖЁЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

**ДИПЛОМНИК** **Корнеев Андрей Владимирович**

**РУКОВОДИТЕЛЬ РАБОТЫ**
**Ведущий научный сотрудник**
**канд. физ.-мат. наук** **Шмаров Альберт Евгеньевич**

**РЕЦЕНЗЕНТ**
**Начальник лаборатории**
**канд. физ.-мат. наук** **Семёнов Валентин Ильич**

**Саров**
**2007г.**

# АННОТАЦИЯ

Дипломная работа содержит 40 страниц, 12 рисунков, 2 таблицы, 11 использованных источников.

В данной работе приводятся результаты начального этапа экспериментально-расчётных исследований по разработке универсальной модели световыхода органических жидких и пластмассовых сцинтилляторов для тяжёлых заряженных частиц, основанной на построении экспериментально обоснованных функций, связывающих дифференциальную энергетическую зависимость световыхода от заряженной частицы с удельными потерями энергии этой частицы в сцинтилляторе.

На основе нового подхода проанализированы имеющиеся экспериментальные данные по энергетическим зависимостям световыхода наиболее изученного органического жидкого сцинтиллятора NE-213 для протонов, альфа-частиц и ядер отдачи углерода. Выявлены рассогласования между ними и возможные источники неучтённых погрешностей метода дискриминации формы импульсов, которые могли послужить причиной таких рассогласований.

Для уточнения дифференциальных функций световыхода на эталонном генераторе ДТ-нейтронов проведены экспериментальные исследования с пластмассовым сцинитллятором на основе полистирола, на основе результатов которых построены новые дифференциальные и интегральные зависимости световыхода для этих двух сцинтилляторов. Указываются направления дальнейших исследований по завершению создания универсальной модели световыхода.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ ..... 4
1 Основные определения и соотношения метода времени пролёта ..... 8
2 Полуэмпирическая модель световыхода пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола для протонов ..... 12
3 Основные соотношения универсальной модели световыхода ..... 14
4 Функции световыхода для жидкого органического сцинтиллятора NE-213 на основе ксилола ..... 16
5 Функции световыхода для пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола ..... 25
5.1 Измерения амплитудных распределений импульсов с детектора с пластмассовым сцинтиллятором на эталонном генераторе ДТ-нейтронов НГ-150М ..... 28
5.2 Зависимости световыхода пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола ..... 34
ЗАКЛЮЧЕНИЕ ..... 39
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ ..... 40

# ВВЕДЕНИЕ

Во ВНИИЭФ для измерений спектров нейтронов как мощных импульсных источников однократного действия, так и лабораторных установок с периодическими импульсами широко применяется метод времени пролёта с использованием сцинтилляционных детекторов с отечественными пластмассовыми сцинтилляторами на основе полистирола. В первом случае детекторы работают в так называемом токовом режиме, когда импульсы тока от каждого взаимодействия нейтронов в сцинтилляторе сливаются в непрерывный токовый сигнал, и основной спектральной характеристикой детектора, связывающей амплитуду токового сигнала на его выходе $i[t(E_n)]$ с полотностью потока падающих нейтронов $\varphi[t(E_n)]$, является его спектральная чувствительность $\chi(E_n)$: $i[t(E_n)] = \chi(E_n) \cdot \varphi[t(E_n)]$. Во втором случае для определения спектра нейтронов анализируется временное распределение импульсов с детектора, и основной спектральной характеристикой детектора является зависимость его счётной эффективности $\varepsilon(E_n)$ от энергии регистрируемых нейтронов. Обе спектральные характеристики $\chi(E_n)$ и $\varepsilon(E_n)$ сцинтилляционных детекторов могут быть надёжно рассчитаны по программам Монте-Карло, если известны зависимости световыхода сцинтиллятора от энергии образующихся в нём под действием нейтронов электронов (позитронов) $L(E_e)$, протонов $L(E_p)$, альфа-частиц $L(E_\alpha)$, ядер отдачи бериллия $L(E_{Be})$ и углерода $L(E_C)$.

Главным достоинством пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола является сравнительно малый выход медленных компонент люминесценции даже для тяжёлых заряженных частиц. Поэтому в измерениях методом времени пролёта с использованием токового режима работы детекторов пластмассовы сцинтилляторы обеспечивают наиболее высокое временное разрешение и находятся вне конкуренции. В то же время малый выход медленных компонент люминесценции пластмассовых сцинтилляторов не позволяет использовать для него метод дискриминации формы импульса, основанный на разных соотношениях выходов быстрых и медленных компонент люминесценции для электронов и тяжёлых заряженных частиц и позволяющий надёжно выделить импульсы от последних на фоне «электронных» импульсов. Именно по этой причине световыход отечественного пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола долгое время был недостаточно изучен даже для протонов отдачи. Известные литературные данные [1, 2] носят скорее качественный характер и по современным требованиям имеют явно недостаточную точность. Например, погрешность полученных в наиболее надёжной работе [2] данных по световыходу от протонов отдачи составляет ±15% (1σ) на нижней границе исследованного

диапазона энергий $E_p$=0.5 МэВ и уменьшается до (8…10)% на верхней границе $E_p$=10 МэВ. Что касается световыхода от альфа-частиц и ядер отдачи $^{9}$Be и $^{12}$C, то такие данные для пластмассового сцинтиллятора вообще отсутствуют.

Выход фактически из тупиковой ситуации был найден на пути разработки полуэмпирической модели световыхода пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола для протонов [3], основанной на экспериментальной зависимости $L(E_p)$ наиболее изученного жидкого сцинтиллятора на основе ксилола NE-213 [4] и учитывающей разницу в плотностях (тормозных способностях) полистирола и ксилола. Так как в диапазоне энергий нейтронов $E_n$<15 МэВ практически всё образующееся в сцинтилляторе люминесцентное излучение обусловлено протонами отдачи (вклады альфа-частиц и ядер отдачи углерода составляет всего ~5% и ~2% соответственно), то полуэмпирическая модель позволила достаточно надёжно определить спектральную чувствительность детектора в широком диапазоне энергий нейтронов $E_n$=(0.5…15) МэВ [3].

Совсем другая ситуация наблюдается с определением счётной эффективности детекторов с пластмассовыми сцинтилляторами. Например для её надёжного установления в диапазоне энергий нейтронов $E_n$=(0.2…15) МэВ порог регистрации импульсов с детектора должен располагаться вблизи значений $E_n$=(0.04…0.05) МэВ. Сложность ситуации иллюстрируют два крайних случая: для нейтронов с энергией $E_n$=15 МэВ подавляющее большинство импульсов с детектора оказываются обусловленными ядрами отдачи углерода, а для нейтронов с $E_n$=0.2 МэВ – только протонами отдачи. Таким образом, к чрезвычайно сложной задаче по точному определению порога регистрации добавляется не менее трудная задача по расширению зависимостей $L(E_k)$ в область низких энергий заряженных частиц. Следует отметить, что даже для наиболее изученного сцинтиллятора NE-213 зависимость $L(E_p)$ «обрывается» в области энергий протонов $E_p$=0.3 МэВ.

Серьёзная попытка по продвижению зависимостей $L(E_p)$ и $L(E_C)$ в область низких энергий была предпринята в [5]. Были измерены и проанализированы амплитудные распределения импульсов с детектора с пластмассовым сцинтиллятором на нейтронах с энергиями $\bar{E}=14.7$ МэВ, $E_n$=2.47 МэВ и энергетической группе нейтронов En=(0.72…0.88) МэВ, выделенной по методу времени пролёта из спектра нейтронов утечки из ванадиевой сферы, облучаемой изнутри ДТ-нейтронами. Однако сравнительно высокая энергия выделенной группы не позволила достичь необходимой точности определения зависимости $L(E_p)$ вблизи энергий протонов $E_p \cong 0.05$ МэВ.

В дипломной работе приводятся результаты расчётно-экспериментальных исследований по разработке универсальной модели световыхода пластмассовых и жидких органических сцинтилляторов, в которых автор принял прямое и непосредственное участие.

Создание новой модели световыхода базируется на экспериментальном установлении функций, связывающих дифференциальную энергетическую зависимость световыхода $dL(E_k)/dE_k$ от заряженной частицы k-ого сорта с удельной потерей энергии $dE_k/dx$ этой частицы в сцинтилляторе $\frac{dL(E_k)}{dE_k} = F\left[\frac{dE_k}{dx}(E_k)\right]$. Указанный подход существенно облегчил совместный анализ всего набора имеющихся экспериментальных данных и позволил в конечном итоге наметить пути построения универсальной модели световыхода. Кроме того, простое рассмотрение этих экспериментальных данных в терминах дифференциальных зависимостей световыхода и удельных потерь энергии уже сейчас позволило выявить взаимное рассогласование между ними, а также заметно расширить диапазон их определения.

В первой вводной главе дипломной работы кратко излагаются физические основы метода времени пролёта. Приводятся базовые определения и соотношения, показывающие возможность использования этого метода в измерениях спектра и выхода нейтронов импульсных источников. Рассмотрены особенности использования метода времени пролёта в двух различных случаях, представляющих практический интерес: токовый и счётный режимы регистрации. Даются формулировки понятий относительной спектральной чувствительности детектора и его счётной эффективности регистрации, знание которых необходимо для проведения измерений в каждом из указанных режимов. В кратком изложении представлена полуэмпирическая модель световыхода ПС, с помощью которой ранее определялись спектральные характеристики детекторов в методиках физизмерений.

Во второй главе описывается способ построения дифференциальных функций $dL(E_k)/dE_k$ на основе зависимостей $L(E_p)$, $L(E_\alpha)$ и $L(E_C)$, полученных в работе [4] для жидкого сцинтиллятора на основе ксилола NE-213. Демонстрируются обнаруженные с помощью указанного подхода рассогласования в относительном поведении этих функций. Анализируются возможные источники неучтённых погрешностей метода дискриминации формы импульса в области малых амплитуд импульсов, которые могли послужить причиной таких расхождений.

В третьей главе описывается постановка на эталонном генераторе ДТ-нейтронов измерений амплитудных распределений импульсов, появляющихся на выходе сцинтилляционного детектора с ПС при его облучении нейтронами с энергией $E_n = 14.7$ МэВ. Приводится геометрия и блок-схема измерений, конструкция и основные характеристики специально разработанного для этих измерений сцинтилляционного детектора. Анализируется форма зарегистрированного амплитудного распределения.

Выявляются её характерные локальные особенности, соответствующие фиксированным значениям энергий тяжёлых заряженных частиц и позволяющие сформировать дифференциальные функции световыхода для них. Приводятся полученные на их основе зависимости $L(E_p)$ и $L(E_\alpha)$ для протонов и альфа-частиц вместе с оценёнными их погрешностями.

В заключении формулируются основные результаты дипломной работы и направления дальнейших исследований по завершению создания универсальной модели световыхода.

## 1 Основные определения и соотношения метода времени пролёта

Пусть имеется точечный источник, испускающий однократный и бесконечно короткий импульс нейтронов. Определим связь между плотностью потока нейтронов φ[t($E_n$)] на расстоянии $l$ от этого источника в вакууме и спектральным распределением нейтронов $dY(E_n)/dE_n$.

Дифференциальная энергетическая зависимость флюенса нейтронов $dF(E_n)/dE_n$ на расстоянии $l$ от источника определяется известным соотношением $dY(E_n)/dE_n=4\pi l^2 \cdot dF(E_n)/dE_n$, которое можно переписать в виде

$$\frac{dY(E_n)}{dE_n} = 4\pi l^2 \cdot \frac{dF(E_n)}{dt(E_n)} \cdot \frac{dt(E_n)}{dE_n} = 4\pi l^2 \cdot \frac{dt(E_n)}{dE_n} \cdot \varphi[t(E_n)] \qquad (1)$$

Связь между временем пролёта t и энергией нейтрона $E_n$ также определяется известным соотношением $E_n=mV^2/2=m l^2/2t^2$, откуда имеем:

$$t(E_n) = \sqrt{m/2} \cdot l \cdot E_n^{-1/2} \qquad (2)$$

$$\frac{dt(E_n)}{dE_n} = -\frac{1}{2}\sqrt{\frac{m}{2}} \cdot l \cdot E_n^{-3/2} \qquad (3)$$

Знак «-» в (3) отражает лишь тот факт, что с увеличением $E_n$ время пролёта убывает и наоборот. Подставив выражение для $dt(E_n)/dE_n$ в (1), получим

$$\frac{dY(E_n)}{dE_n} = \pi \cdot \sqrt{2m} \cdot l^3 \cdot E_n^{-3/2} \cdot \varphi[t(E_n)] \qquad (4)$$

Для определения численного значения входящего в (4) коэффициента воспользуемся соотношением (2) и приведённой в приложении [6] таблицей «Время пролёта - энергия». Если выразить энергию нейтронов в МэВ, пролётное расстояние $l$ – в см и время t – в секундах, то в области энергий $E_n$≈0.5 МэВ $\pi \cdot \sqrt{2m} = 4.544 \cdot 10^{-9}$, а в области энергий $E_n$≈15 МэВ - $\pi \cdot \sqrt{2m} = 4.597 \cdot 10^{-9}$. Видно, что во всём рассматриваемом диапазоне энергий $E_n$≤15 МэВ вклад релятивистских эффектов в искомый коэффициент достаточно мал (необходимо отметить, что эти эффекты частично уже учтены в упомянутой выше таблице), и соотношение (4) можно переписать в виде:

$$\frac{dY(E_n)}{dE_n} = 4.57 \cdot 10^{-9} \cdot l^3 \cdot E_n^{-3/2} \cdot \varphi[t(E_n)] \qquad (5)$$

В измерениях спектра нейтронов по методу времени пролёта (МВП) с использованием сцинтилляционных детекторов представляют практический интерес два случая. В первом случае плотность потока нейтронов и размеры сцинтиллятора должны быть такими, чтобы за разрешающее время детектора в сцинтилляторе происходило ~$10^3$ и более взаимодействий

нейтронов. Тогда электрические импульсы с детектора, обусловленные отдельными нейтронами, сольются в непрерывный токовый сигнал, амплитуда которого определяется интегральным уравнением

$$J(t) = \int_0^t i(\tau) \cdot g(t - \tau) d\tau \qquad (6)$$

В этом выражении g(t) – функция отклика детектора на бесконечно короткий нейтронный импульс, то есть его импульсная характеристика. Функция i(t) описывает зависимость амплитуды токового сигнала с детектора при условии, если бы он имел бесконечно малое разрешающее время, и определяется соотношением

$$i[t(E_n)] = \chi(E_n) \cdot \varphi[t(E_n)] \qquad (7)$$

Спектральная чувствительность сцинтилляционного детектора $\chi(E)$ определяется не только свойствами используемого сцинтиллятора, но и чувствительностью фотоприёмника к люминесцентному излучению. Её удобно представить в виде

$$\chi(E_n) = \chi_0 \cdot \xi(E_n), \qquad (8)$$

где $\xi(E_n)$ – относительная спектральная чувствительность, она определяется только физическими характеристиками сцинтиллятора;

$\chi_0$ – чувствительность детектора к нейтронам с энергией $E_0$, простой и надёжный способ её определения – это градуировка детектора на образцовом источнике нейтронов данной энергии.

Как следует из вышеизложенного, измерения спектра и выхода нейтронов по МВП возможны и для импульсного источника нейтронов конечной длительности, если спектр нейтронов остаётся неизменным в течение всего времени их образования. В этом случае спектрально-временное распределение нейтронов в источнике может быть определено в виде

$$\frac{dY(E_n, t)}{dE_n} = \frac{dY(E_n)}{dE_n} \cdot g^n(t), \qquad (9)$$

где $g^n(t)$ - нормированная на единицу функция распределения нейтронов во времени, и искомая зависимость i[t(E)] также может быть найдена в виде решения уравнения (6), но с использованием ядра g(t), определённого в результате «свёртки» импульсной характеристики детектора с функцией $g^n(t)$.

Таким образом, интегральное уравнение (6) полностью отражает реальные условия применения МВП – чем больше эти условия отличаются от идеальных (бесконечно короткий нейтронный импульс и бесконечно малое разрешающее время детектора), тем сильнее будут расходиться по форме сигналы i(t) и J(t) и, соответственно, тем жёстче должны быть требования к точности входящих в (6) зависимостей J(t) и g(t).

Второй случай отличается от первого тем, что выход нейтронов в одном импульсе должен быть настолько малым, чтобы вероятность взаимодействия рождённых в этом импульсе нейтронов в сцинтилляторе не превышала величины ~$10^{-3}$, но нейтронные импульсы должны периодически следовать один за другим с некоторой частотой в течение достаточно продолжительного времени. При этом детектор работает в счётном режиме, то есть каждое взаимодействие нейтрона сопровождается появлением на выходе детектора электрического импульса, и суть измерений по МВП заключается в регистрации временного распределения этих импульсов $N[t(E_n)]$. «Истинное» временное распределение $n[t(E_n)]$, соответствующее идеальным условиям применения МВП, находится также по уравнению (6), а связь между этим распределением и результирующей плотностью потока нейтронов $\varphi[t(E_n)]$, набранной за всё время измерений, определяется соотношением

$$n[t(E_n)] = \varepsilon(E_n) \cdot \varphi[t(E_n)], \tag{10}$$

где $\varepsilon(E_n)$ – счётная эффективность детектора.

Между относительной спектральной чувствительностью $\xi(E_n)$ и счётной эффективностью $\varepsilon(E_n)$ существует простая связь. Если известно амплитудное распределение импульсов люминесценции $f(E_n, A)$, образующихся в сцинтилляторе под действием нейтронов с энергией $E_n$, то

$$\xi(E_n) = C_1 \cdot \int_0^{A\max} A \cdot f(E_n, A) \cdot dA \tag{11}$$

$$\varepsilon(E_n) = C_2 \cdot \int_0^{A\max} f(E_n, A) \cdot \mathrm{dA} \tag{12}$$

Постоянная $C_1$ в соотношении (11) определяется условием нормировки $\xi(E_n=E_0)=1$, а $C_2$ в (12) – из условия

$$\varepsilon(E_n) = S_{\perp} \cdot p(E_n), \tag{13}$$

где $S_{\perp}$ – площадь сечения сцинтиллятора, перпендикулярного к направлению потока нейтронов;

$p(E_n)$ – вероятность взаимодействия в сцинтилляторе попавшего в него нейтрона с энергией $E_n$, рассчитанная по полным сечениям и усреднённая по всему сечению $S_{\perp}$.

Обычно из-за наличия шумовых импульсов фотоумножителей приходится использовать порог дискриминации B и регистрировать только импульсы с амплитудой $A \geq B$. В этом случае счётная эффективность сцинтиллятора определяется соотношением

$$\varepsilon(E_n, B) = C_2 \cdot \int_B^{A\max} f(E_n, A) \cdot dA \tag{14}$$

В соответствии с (7) спектральная чувствительность $\chi(E_n)$ определяется в виде отношения величины электрического заряда, возникающего на выходе детектора, к величине флюенса падающих на него нейтронов с энергией $E_n$. В свою очередь, величина электрического заряда в импульсе со сцинтилляционного детектора пропорциональна выходу света в вызвавшей этот импульс вспышке люминесценции. Исходя из этого, амплитуды импульсов целесообразно определять непосредственно в единицах световыхода. В этом случае амплитуда импульса от протона отдачи с энергией $E_p$ будет равна $L(E_p)$, от альфа-частицы с энергией $E_\alpha$ - $L(E_\alpha)$и т.д., где $L(E_k)$ – зависимости световыхода пластмассового сцинтиллятора от энергии соответствующих частиц.

Из выражений (11) и (14) следует, что основные спектральные характеристики исследуемых сцинтилляционных детекторов с ПС легко могут быть получены по приведённым формулам, если для произвольной фиксированной энергии нейтронов $E_n$ во всём требуемом диапазоне до 20 МэВ известно амплитудное распределение импульсов $f(E_n, A)$. К сожалению, экспериментально такие распределения могут быть получены только для весьма ограниченного набора значений $E_n$. Систематические же данные могут быть получены только расчётным способом с использованием монте-карловских программ, но для их работы, как указывалось во введении, необходимо наличие функций световыхода $L(E_e)$, $L(E_p)$, $L(E_\alpha)$, $L(E_{Be})$ и $L(E_C)$.

## 2 Полуэмпирическая модель световыхода пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола для протонов

Ранее в методиках физизмерений спектральные чувствительности детекторов с ПС рассчитывались в рамках так называемой «полуэмпирической модели» световыхода (разработанной только для протонов), суть которой заключается в следующем [3].

Нелинейность зависимости световыхода органического сцинтиллятора для тяжёлых частиц обусловлена тем, что амплитуда световой вспышки зависит не только от величины поглощённой в нём энергии, но и от эффектов, связанных с тушением люминесценции и зависящих в свою очередь от плотности ионизации в треке частицы. Так как плотность ионизации при прочих равных условиях прямо пропорциональна плотности сцинтиллятора, то вид зависимости относительного световыхода $L_{отн.}(E_p) = L(E_p) \big/ L(E_p = 14.05\,МэВ)$ для разных пластмассовых и жидких органических сцинтилляторов, отличающихся плотностью, должен быть, вообще говоря, различным.

Эффект плотности был выявлен на примере наиболее изученного сцинтиллятора NE-213 для протонов. Его тормозная способность также является функцией от энергии протонов

$$Z_0(E) = \frac{dE_p}{dx}(E_p) \tag{15}$$

Это позволяет выразить удельный световыход $dL(E_p)/dE_p$ в виде функциональной зависимости от тормозной способности

$$dL(E_p) \big/ dE_p = f[Z_0(E_p)] \tag{16}$$

Представим теперь, что плотность сцинтиллятора NE-213 изменилась и вместо $\rho_0$=0.867 г/см$^3$ стала равной плотности пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола $\rho$=1.05 г/см$^3$, а прочие его физико-химические свойства остались неизменными. Тогда в соответствии с (16) удельный световыход такого сцинтиллятора составит

$$[\frac{dL(E_p)}{dE_p}]_\rho = f[\frac{\rho}{\rho_0} \cdot Z_0(E_p)], \tag{17}$$

и для световыхода NE-213 с плотностью $\rho$ получим

$$L(E_p)_\rho = \int_0^{E_p} f[\frac{\rho}{\rho_0} \cdot Z_0(E_p)]dE \tag{18}$$

Нас интересует только изменение относительного световыхода NE-213 при изменении его плотности, то есть величина

$$K(E_p) = L_{отн.}^{NE-213}(E_p)_\rho \big/ L_{отн.}^{NE-213}(E_p)_{\rho_0} \tag{19}$$

При проведении расчётов $K(E_p)$ зависимость удельного световыхода NE-213 $dL(E_p)/E_p$ была построена по данным [4], а его тормозная способность $Z_0(E_p)$ рассчитывалась с использованием табличных данных для тормозной способности углерода и водорода и правила Брегга, согласно которому тормозная способность сложного вещества равна взвешенной сумме тормозных способностей составляющих элементов.

Следует особо отметить, что описанные выше расчёты $K(E_p)$ основаны исключительно на экспериментально установленной зависимости световыхода NE-213, то есть с точностью до погрешностей этих данных. Единственное дополнительное предположение, сделанное при определении зависимости относительного световыхода NE-213 в состоянии с плотностью $\rho$=1.05 г/см$^3$, заключается в том, что механизм преобразования и переноса энергии ионизирующей частицы от растворителя к сцинтиллирующим добавкам один и тот же для обоих состояний с плотностями $\rho_0$ и $\rho$. Можно пойти дальше и предположить, что этот механизм один и тот же для всего класса пластмассовых и жидких органических сцинтилляторов, то есть соотношение (19) можно применить и для пластмассового сцинтиллятора:

$$K(E_p) = L_{отн.}^{NE-213}(E_p)_{\rho} \Big/ L_{отн.}^{NE-213}(E_p)_{\rho_0} = L_{отн.}(E_p) \Big/ L_{отн.}^{NE-213}(E_p) \qquad (20)$$

Результаты экспериментально-расчётных исследований [5] полностью подтвердили этот вывод. Следовательно, предположение о том, что механизм преобразования и переноса энергии ионизирующей частицы от растворителя к сцинтиллирующим добавкам один и тот же для всего класса пластмассовых и жидких органических сцинтилляторов, имеет под собой реальную почву, а сама «полуэмпирическая модель» вполне корректна и жизнеспособна.

## 3 Основные соотношения универсальной модели световыхода

При значительных удельных ионизационных потерях dE/dx из-за тушения люминесценции в треке от заряженной частицы выход света уменьшается, что может быть описано формулой Биркса [7]:

$$\frac{dL(E)}{dx} = A \cdot \frac{dE/dx}{1 + k \cdot B \cdot (dE/dx)} \tag{21}$$

где A – константа пропорциональности, определяемая выбором единицы световыхода;

$k \cdot B$ - фактор Биркса, зависящий от типа сцинтиллятора.

Справедливо соотношение

$$\frac{dL(E)}{dx} = \frac{dL(E)}{dE} \cdot \frac{dE}{dx}, \tag{22}$$

которое позволяет переписать формулу Биркса в виде

$$\frac{dL(E)}{dE} = A \cdot \frac{1}{1 + k \cdot B \cdot (dE/dx)}. \tag{23}$$

Коэффициент пропорциональности A в последнем соотношении целесообразно принять равным единице. В этом случае при стремлении удельных потерь энергии dE/dx к нулю дифференциальный световыход $dL(E)/dE$ будет стремиться к единице, то есть полный световыход L(E) будет определён в так называемой электронной шкале:

$$\frac{dL(E)}{dE} = \frac{1}{1 + k \cdot B \cdot (dE/dx)}. \tag{24}$$

В работе [8] отмечается, что для применимости формулы (21) для всех типов заряженных частиц величина $k \cdot B \cdot (dE/dx)$ не должна сильно превышать единицу. В частности, по этой формуле может быть определён световыход сцинтиллятора и для электронов с энергиями $E_e = (20...40)$ кэВ. Для сцинтиллятора NE-213 по данным [8] $k \cdot B$-фактор составляет $1.25 \cdot 10^{-2}$ г/см$^2$·МэВ.

Выразим фактор Биркса в виде функции от удельной потери энергии $dE/dx$

$$k \cdot B = f(dE/dx). \tag{25}$$

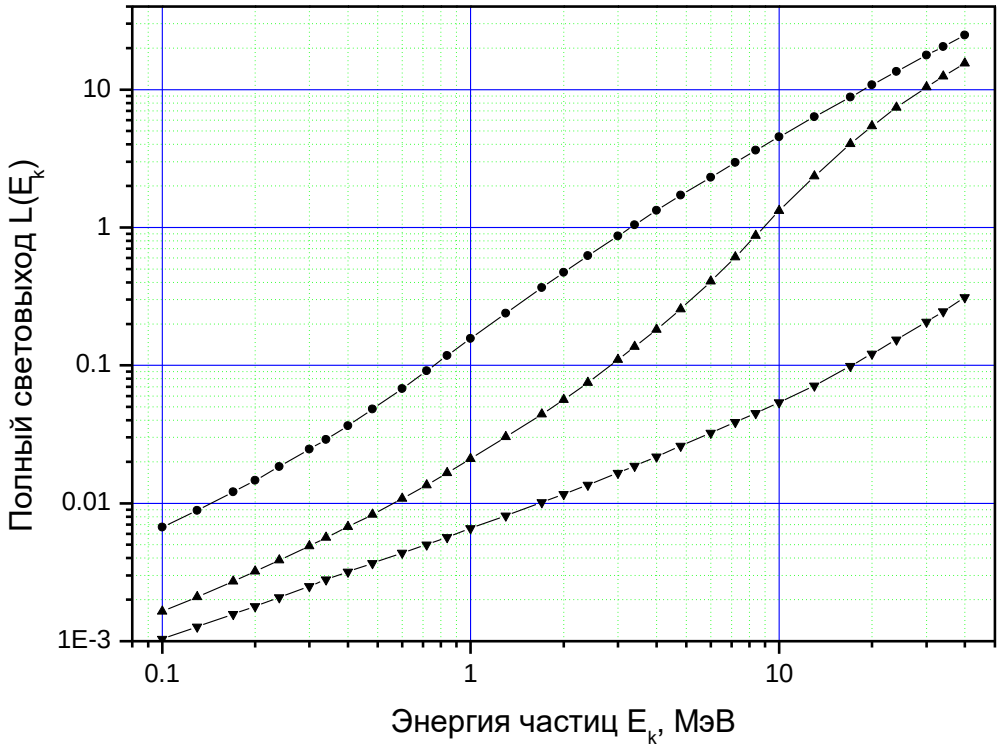
Тогда соотношение (24) можно переписать в виде

$$\frac{dL(E)}{dE} = \left[1 + \frac{dE}{dx} \cdot f\left(\frac{dE}{dx}\right)\right]^{-1} = F\left[\frac{dE}{dx}(E)\right]. \tag{26}$$

Соотношение (26) составляет основу создаваемой универсальной модели световыхода, и все описываемые ниже расчётно-теоретические и экспериментальные исследования направлены на определение вида функций $f\left(\frac{dE}{dx}\right)$ и $F\left(\frac{dE}{dx}\right)$.

**4 Функции световыхода для жидкого органического сцинтиллятора NE-213 на основе ксилола**

Все пластмассовые и жидкие органические сцинтилляторы относятся к одному классу [9], но благодаря возможности применения дискриминации формы импульса световыход жидких сцинтилляторов для протонов определён с гораздо более высокой точностью по сравнению с пластмассовыми сцинтилляторами [3]. В работе [4] приведены данные по интегральному световыходу сцинтиллятора на основе ксилола NE-213 для протонов, альфа-частиц и ядер отдачи углерода в диапазоне энергий $E_k = 0.1...40$ МэВ, погрешности которых по данным авторов составляют $\delta L(E_p) = \pm 2\%$ в диапазоне энергий протонов $E_p = 0.3...20$ МэВ, $\delta L(E_\alpha) = \pm 10\%$ в диапазоне энергий альфа-частиц $E_\alpha = 0.5...9$ МэВ и $\delta L(E_C) = \pm 25\%$ в диапазоне энергий ядер отдачи $^{12}$C $E_C = 0.5...4$ МэВ. В графическом виде эти данные в диапазоне энергий частиц от 0.1 до 40 МэВ приведены на рисунке 1.

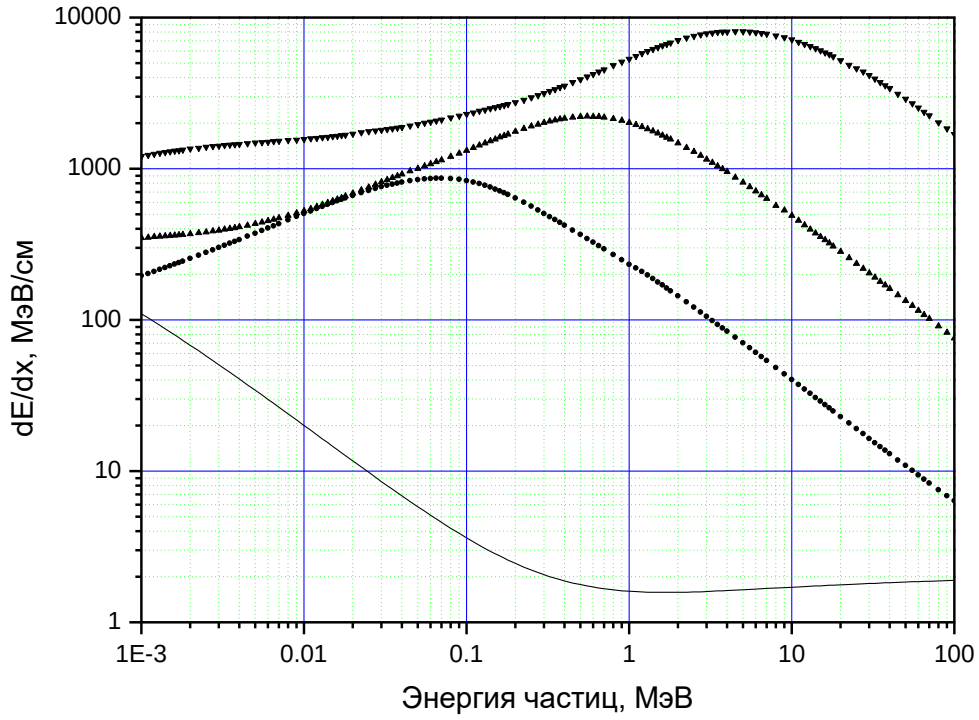



● - протоны; ▲ - альфа-частицы; ▼ - ядра отдачи углерода

Рисунок 1 – Энергетические зависимости интегрального световыхода органического жидкого сцинтиллятора NE-213 на основе ксилола для протонов, альфа-частиц и ядер отдачи углерода по данным работы [4]

За единицу полного световыхода на рисунке 1 принята энергия комптоновского края гамма-квантов изотопа $^{22}$Na с энергией $E_\gamma = 1.28$ МэВ, непосредственно использованная в работе [4].

На рисунке 2 приведены удельные потери энергии в ксилоле для электронов, протонов, альфа-частиц и ядер отдачи углерода в диапазоне энергий перечисленных частиц от $E_k = 1$ кэВ до $E_k = 100$ МэВ.

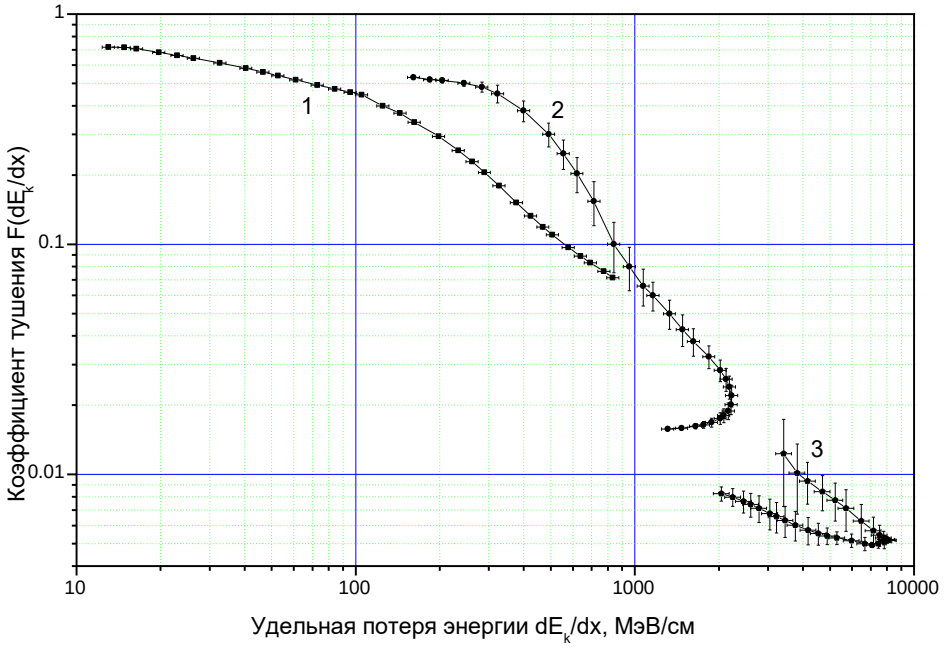



• - протоны [11]; ▲ - альфа-частицы [11]; ▼ - ядра отдачи углерода [11]; — - электроны [10]

Рисунок 2 – Удельные потери энергии $dE/dx$ быстрых электронов, протонов, альфа-частиц и ядер отдачи углерода в ксилоле

Тормозные способности ксилола для электронов рассчитаны с использованием данных [10] для водорода и углерода без учёта радиационных потерь, а для протонов, альфа-частиц и ядер отдачи углерода по данным [11]. Погрешности последних не превышают: ±4.5% (P=0.87) для протонов, ±4.6% (P=0.89) для альфа-частиц, ±6.1% (P=0.82) для всех ядер отдачи от бериллия до урана. Имеющейся информации вполне достаточно для построения функций $f\left(dE/dx\right)$ и $F\left(dE/dx\right)$ следующим образом. Определим для фиксированной энергии протонов $E_p$ значения дифференциального световыхода $dL(E_P)/dE_p$ по данным [4] и удельной потери энергии $\frac{dE}{dx}(E_p)$ по данным рисунка 2. Подставив найденные значения в

левую и правую части уравнения (26), найдём соответствующие значения функций $f\left(dE_p/dx\right)$ и $F\left(dE_p/dx\right)$. Выбирая фиксированные значения $E_p$ во всём исследованном диапазоне энергий протонов $E_p = 0.1...40$ МэВ, можно определить функции $f\left(dE/dx\right)$ и $F\left(dE/dx\right)$ в интервале удельных потерь энергии $dE/dx = (13...835)$ МэВ/см. Точно такую же процедуру можно выполнить с использованием данных [4] и рисунка 2 для альфа-частиц и ядер отдачи углерода. Результаты построения функции $F\left[dE_k/dx\right]$ для всех трёх частиц приведены на рисунке 3.




1 – Для протонов, 2 –для альфа-частиц, 3 –для ядер отдачи углерода.

Рисунок 3 – Зависимости $F\left[dE_k/dx\right]$ для протонов, альфа-частиц и ядер отдачи углерода в жидком органическом сцинтилляторе на основе ксилола NE-213, построенные непосредственно на основе экспериментальных данных работы [4]

Следует отметить, что в таком представлении экспериментальные результаты хорошо всем известной работы [4] приводятся впервые. Легко видеть что их преобразование к дифференциальной форме обоснованно вызывает множество вопросов.

Первый очень важный вопрос касается относительного поведения функций $F\left[dE/dx\right]$ для протонов и альфа-частиц. На основе исходных представлений о близком подобии структур ионизационных треков частиц ожидалось, что все эти зависимости в пределах соответствующих погрешностей должны были совпасть, в то время как приведённые на

рисунке 3 результаты показывают расхождения до двух раз и более в области удельных потерь энергии $dE/dx \cong 200...800$ МэВ/см.

Второй вопрос касается формы кривых, в том числе и наиболее точной из них для протонов. На рисунке 3 в области удельных потерь энергии $dE/dx = 120...130$ МэВ/см эта кривая по непонятным причинам имеет резкий излом, где достаточно медленное и плавное её изменение сменяется гораздо более быстрым. Серьёзных физических оснований для такого поведения этой зависимости нет, поскольку тормозная способность ксилола для протонов соответствующего диапазона энергий (см. рисунок 2 в области энергий протонов $E_p \cong 2.5$ МэВ) имеет гладкий и монотонный характер. Не меньшие сомнения вызывают формы полученных зависимостей для альфа-частиц и ядер отдачи углерода, которые имеют ещё более замысловатый характер.

Причиной этих разногласий не могут служить погрешности тормозной способности ксилола для альфа-частиц (как уже отмечалось выше, они не превышают ±4.6% при доверительной вероятности P=0.9), следовательно, её нужно искать в самом подходе к экспериментальным исследованиям, реализованным в [4]. Световыход NE-213 от протонов с энергией $E_p = 100$ кэВ примерно соответствует световыходу от электронов с энергией $E_e = 10$ кэВ. При конверсионной эффективности ≤3%, средней энергии люминесцентных квантов ~3 эВ и квантовом выходе электронов с фотокатода фотоумножителя ~0.1 эл./фотон на выбивание одного фотоэлектрона необходимо затратить ~1 кэВ энергии быстрого электрона. Следовательно, в импульсе от протона с энергией $E_p = 100$ кэВ может образоваться ~10 фотоэлектронов. Из-за статистической природы числа этих фотоэлектронов однозначно разложить их по быстрой и медленной компонентам люминесценции практически невозможно, следовательно, в этой области энергий протонов метод дискриминации формы импульсов стабильно работать не может в принципе. Оценки показывают, что при использовании этого метода гарантированное (со стопроцентной вероятностью) выделение импульса от протона на интенсивном фоне «электронных» импульсов возможно лишь в области энергий $E_p \geq 1$ МэВ. Таким образом, именно нестабильность дискриминации импульсов малой амплитуды может стать одной из вероятных причин противоречивости данных [4].

Несмотря на это, с использованием данных этой работы для протонов можно построить функции $f\left(dE_p/dx\right)$ и $F\left(dE_p/dx\right)$ с целью демонстрации возможностей нового подхода по уточнению искомой зависимости $L(E_p)$ и расширению области её определения в сторону малых значений энергий протонов вплоть до нескольких кэВ.

На рисунке 4 показана функция $f\left(dE_p/dx\right)$, однозначно свидетельствующая о приближённом характере формулы (21), так как ни в одном достаточно широком интервале удельных потерь энергии фактор Биркса не имеет постоянного значения.

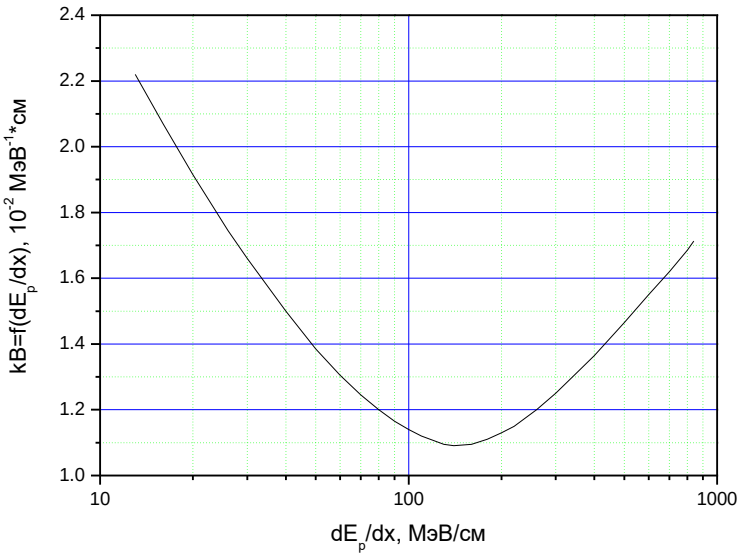



Рисунок 4 – Зависимость k·B – фактора от удельной потери энергии $dE_p/dx$

На рисунке 5 приведена функция $F\left(dE_p/dx\right)$ в области малых удельных потерь энергии, где для значений $dE_p/dx < 13$ МэВ/см выполнена экстраполяция в единицу.

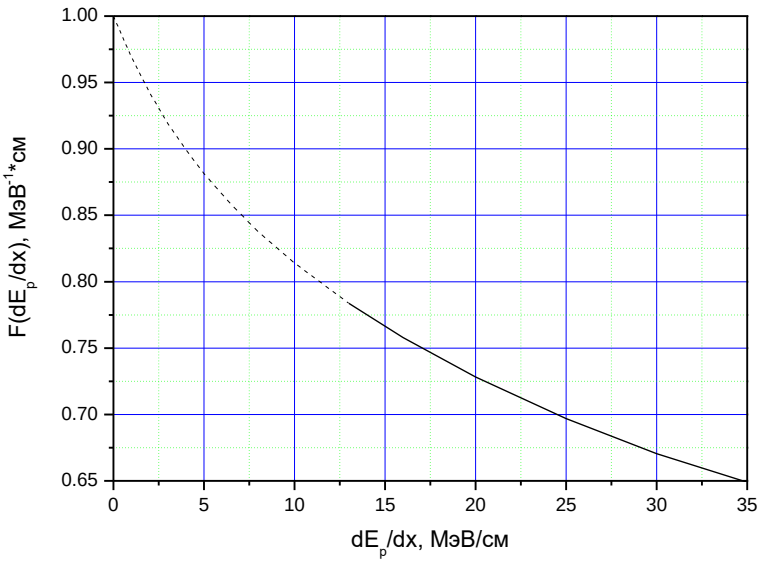



Рисунок 5 – Функция $F\left(dE_p/dx\right)$ световыхода NE-213 для протонов в области малых значений $dE_p/dx$

На рисунке 6 в двойном логарифмическом масштабе приведена функция $F\left(dE_p/dx\right)$ в широкой области удельных потерь энергии от 1 МэВ/см до 866 МэВ/см, соответствующих энергиям протонов ~1000 МэВ и ~70 кэВ соответственно.

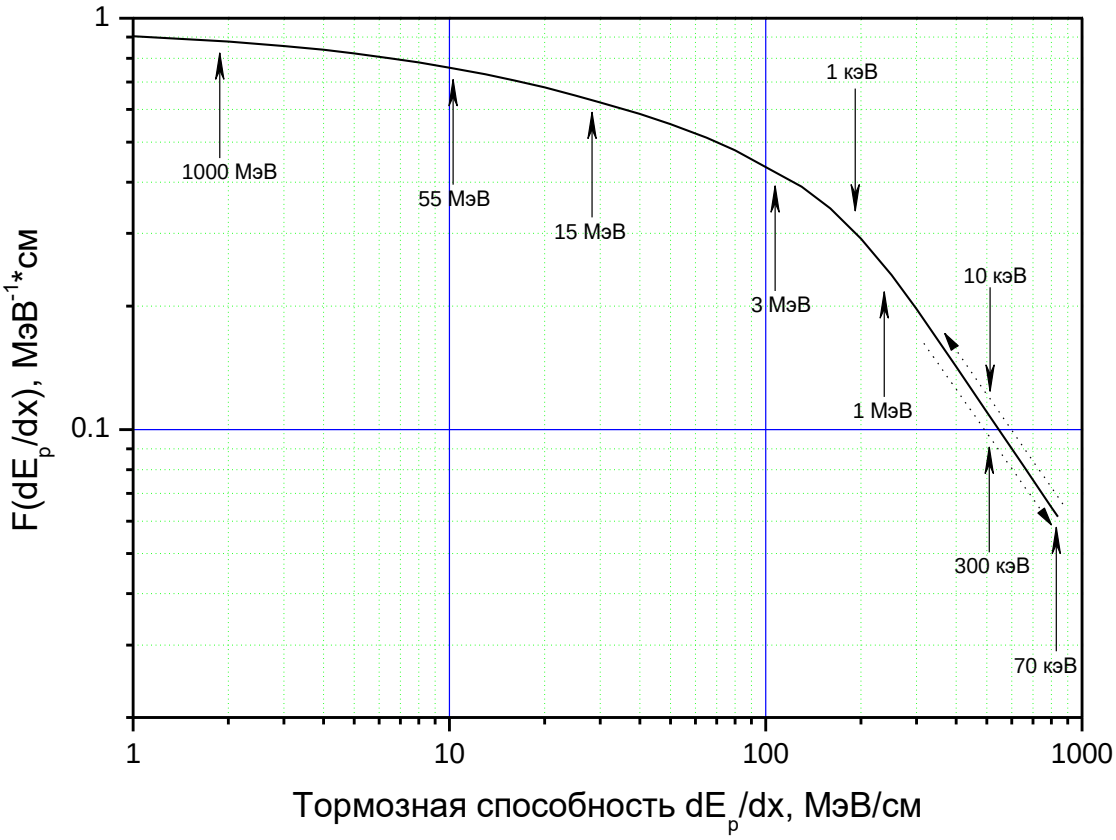



Рисунок 6 – Функция $F\left(dE_p/dx\right)$ световыхода для протонов, построенная по данным работы [4] для жидкого органического сцинтиллятора NE-213

Интересной особенностью построенной зависимости является наличие у неё точки поворота при значении удельных потерь энергии $dE_p/dx = 866$ МэВ/см, являющемся максимальным для протонов в ксилоле (см. также рисунок 2) и соответствующем, как указано выше, энергии протонов $E_p = 70$ кэВ. На рисунке 6 этот факт обозначен двумя противоположно направленными штриховыми стрелками, показывающими направление снижения энергии протона. Примерные расположения на приведённой кривой точек с текущими значениями энергии протона показаны вертикальными стрелками. Быстрый протон с произвольно высокой начальной энергией при непрерывном торможении в ксилоле будет реализовывать монотонно снижающийся дифференциальный световыход,

пропорционально текущим значениям приведённой зависимости $F\left(dE_p/dx\right)$. При замедлении протона до энергии $E_p = 70$ кэВ движение вдоль этой зависимости меняется на противоположное, но не отклоняется от неё. Именно это обстоятельство позволяет определить дифференциальный, а следовательно и интегральный, световыход ксилола для существенно меньших значений энергии протонов, чем это определено в эксперименте [4]. Ещё раз отметим, что такой результат удалось достигнуть благодаря всего лишь простейшим процедурам экстраполяции функции $F\left(dE_p/dx\right)$, построенной по экспериментальным данным [4], в двух очень узких диапазонах удельных потерь энергии протонов в ксилоле 0-13 МэВ/см и 835-866 МэВ/см.

На рисунке 7 наглядно демонстрируются возможности нового подхода, реализованного в настоящей работе на примере жидкого органического сцинтиллятора NE-213. На нём приведена энергетическая зависимость дифференциального световыхода этого сцинтиллятора в широчайшем диапазоне энергий протонов от 1 кэВ до 1000 МэВ. (прямые измерения этих зависимостей для тяжёлых заряженных частиц в области энергий $E_k \le 0.1$ МэВ практически нереальны).

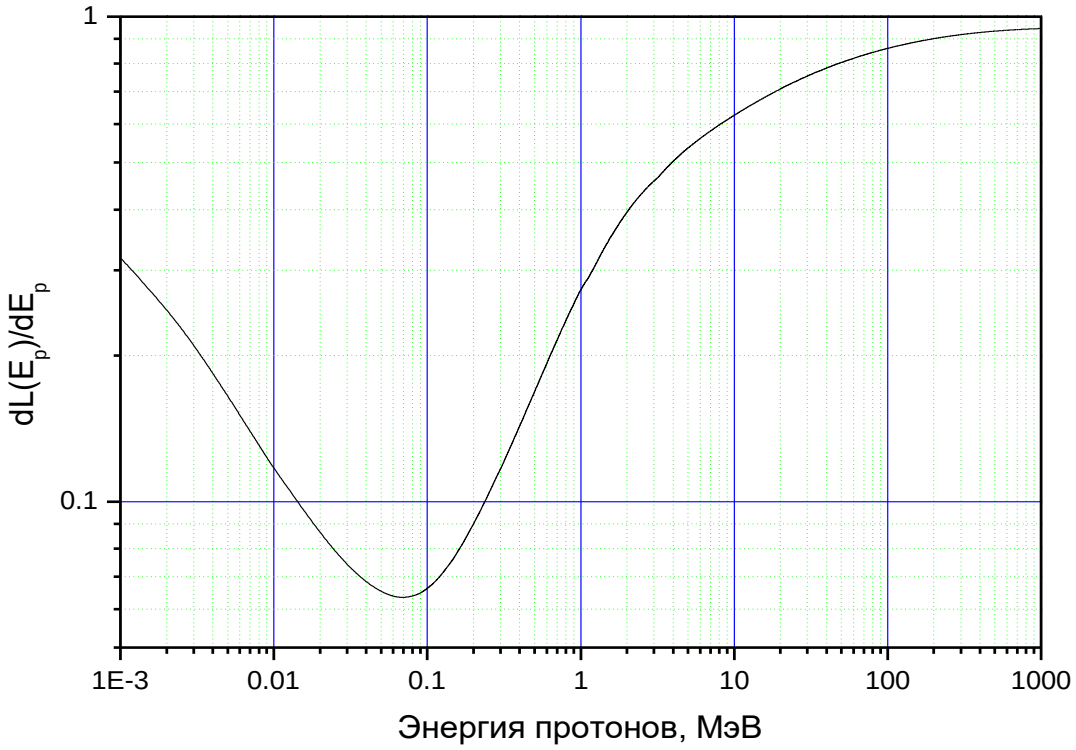



Рисунок 7 – Дифференциальная энергетическая зависимость $dL\left(E_p\right)/d\,E_p$ световыхода жидкого сцинтиллятора NE-213 для протонов

При её построении применена обратная использованной выше последовательность операций: для выделенной энергии $E_p$ протона по соответствующей колонке таблицы 1 определялось значение удельной потери энергии $dE_p/dx$, далее по рисунку 6 – соответствующий полученному значению $dE_p/dx$ дифференциальный световыход $dL\left(E_p\right)/d\,E_p$.

На рисунке 8 показана энергетическая зависимость полного (интегрального) световыхода NE-213 для протонов, найденная по данным рисунка 7 с использованием формулы

$$L\left(E_p\right)=\int_0^{E_p}\left[dL(\varepsilon_p)/d\varepsilon_p\right]\cdot d\varepsilon_p\,, \tag{27}$$

а также данные [4] (в виде специальных символов).

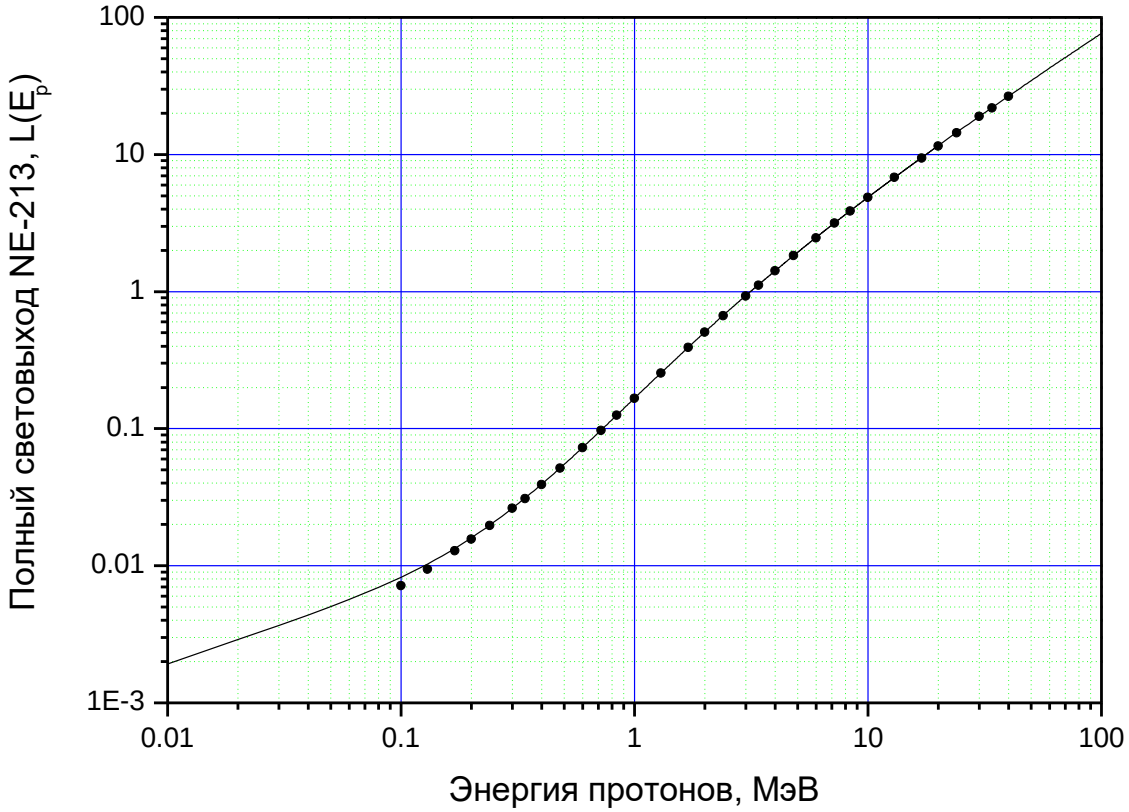



Рисунок 8 – Энергетическая зависимость полного световыхода жидкого органического сцинтиллятора NE-213 на основе ксилола для протонов

Видно, что построенные по разрабатываемой новой модели световыхода зависимость $L\left(E_p\right)$ для протонов в области $E_p > 0.2$ МэВ практически полностью совпадает с данными [4] для этих частиц, следовательно, в процедуре определения приведённой на рисунке 6 функции $F\left(dE_p/dx\right)$ ошибок не допущено.

Что касается построения аналогичных зависимостей для альфа-частиц, то данные работы [4], приведённые на рисунке 3, носят, как указывалось выше, противоречивый характер и не позволяют однозначно определить их. Выходом из данной ситуации может стать только проведение дополнительных экспериментальных исследований, но уже с отечественным пластмассовым сцинтиллятором на основе полистирола. Учитывая, что оба типа сцинтилляторов относятся к одному классу, данные по световыходу пластмассового сцинтиллятора для альфа-частиц могут быть затем легко перенесены на NE-213, аналогично протонам в соответствии с полуэмпирической моделью световыхода.

## 5 Функции световыхода пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола

Пластмассовые и жидкие органические сцинтилляторы принадлежат одному классу [9], поэтому функции $F\left(dE/dx\right)$ для каждого вида заряженных частиц должны быть применимы к любому из сцинтилляторов этого класса. В частности для протонов энергетическую зависимость интегрального световыхода пластмассового сцинтиллятора можно получить на основе дифференциальной функции $F\left(dE_p/dx\right)$, построенной для сцинтиллятора NE-213. Для этого, во-первых, достаточно использовать критерий гладкости функции $F\left(dE_p/dx\right)$ и иметь зависимости тормозной способности полистирола для протонов (данные по удельным потерям энергии электронов, протонов, альфа-частиц, ядер отдачи бериллия и углерода приведены в таблице 1). Значения относительного световыхода пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола для протонов с энергией 2.47 МэВ, измеренные в двух работах с использованием практически независимых методов составили величины

$$\frac{L(E_p = 2.47\,МэВ)}{L(E_p = 14.05\,МэВ)} = \begin{cases} 0.0840 \pm 0.0023[3] \\ 0.0847 \pm 0.0020[5] \end{cases} \qquad (29)$$

Независимость полученных результатов позволяет их усреднить

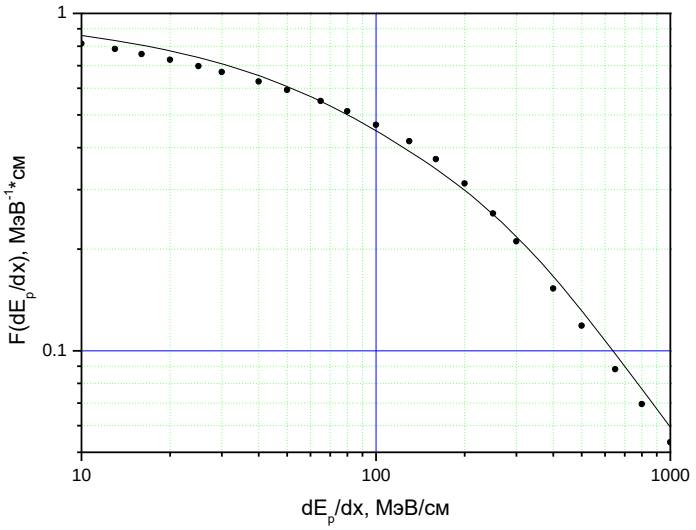
$$\frac{L(E_p = 2.47\,МэВ)}{L(E_p = 14.05\,МэВ)} = 0.0844 \pm 0.0023 \ (\pm 2.7\%,\ P=0.95). \qquad (30)$$

Этот надёжно установленный экспериментальный факт можно использовать в качестве дополнительного критерия достоверности искомой универсальной функции $F\left(dE_p/dx\right)$ для протонов. Именно для выполнения этого критерия уже построенная на основе данных работы [4] функция $F\left(dE_p/dx\right)$ (см. рисунок 6) была изменена в итерационных процедурах таким образом, чтобы полученная на её основе зависимость интегрального световыхода пластмассового сцинтиллятора $L(E_p)$ удовлетворяла соотношению (30) с погрешностью не хуже 0.5%.

Таблица 1 – Удельные потери энергии $dE/dx$ в полистироле ($\rho = 1.05$ г/см$^3$, химический состав CH) быстрых электронов, протонов, альфа-частиц, ядер отдачи бериллия и углерода, построенные по данным [10, 11]

| Энергия частицы, МэВ | Удельные потери энергии $dE/dx$, МэВ/см | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Электроны [10] | Протоны [11] | Альфа-частицы [11] | Ядра отдачи $^{9}$Be [11] | Ядра отдачи $^{12}$C [11] |
| 0.0010 | 126.9 | 225.0 | 406.9 | 914.4 | 1412.1 |
| 0.0013 | 106.7 | 248.1 | 416.6 | 939.3 | 1479.8 |
| 0.0016 | 92.63 | 269.1 | 425.3 | 955.3 | 1529.4 |
| 0.0020 | 79.20 | 294.7 | 436.0 | 969.2 | 1578.7 |
| 0.0025 | 67.46 | 322.0 | 449.0 | 979.9 | 1623.3 |
| 0.0030 | 59.03 | 346.9 | 461.7 | 986.6 | 1656.2 |
| 0.0040 | 47.64 | 391.6 | 486.9 | 995.3 | 1702.9 |
| 0.0050 | 40.24 | 430.9 | 511.7 | 1001.7 | 1734.5 |
| 0.0065 | 32.91 | 482.9 | 547.6 | 1011.3 | 1769.8 |
| 0.0080 | 28.03 | 528.5 | 582.1 | 1022.0 | 1798.9 |
| 0.010 | 23.56 | 581.9 | 626.2 | 1038.6 | 1832.5 |
| 0.013 | 19.21 | 649.5 | 688.6 | 1067.0 | 1879.7 |
| 0.016 | 16.33 | 705.7 | 746.6 | 1098.2 | 1926.4 |
| 0.020 | 13.74 | 767.3 | 818.3 | 1105.8 | 1988.5 |
| 0.025 | 11.56 | 827.7 | 899.3 | 1111.7 | 2059.2 |
| 0.030 | 10.05 | 874.3 | 971.7 | 1148.6 | 2106.1 |
| 0.040 | 8.095 | 938.8 | 1093.9 | 1254.2 | 2206.4 |
| 0.050 | 6.870 | 977.1 | 1193.4 | 1367.6 | 2302.7 |
| 0.065 | 5.700 | 1001.5 | 1316.0 | 1522.3 | 2436.0 |
| 0.080 | 4.946 | 998.9 | 1425.7 | 1651.8 | 2555.3 |
| 0.10 | 4.276 | 970.4 | 1561.9 | 1789.6 | 2695.8 |
| 0.13 | 3.646 | 904.0 | 1744.3 | 1942.8 | 2876.3 |
| 0.16 | 3.247 | 833.0 | 1900.6 | 2067.0 | 3029.5 |
| 0.20 | 2.899 | 748.1 | 2072.8 | 2219.4 | 3217.9 |
| 0.25 | 2.624 | 662.1 | 2241.2 | 2402.1 | 3451.4 |
| 0.30 | 2.443 | 595.0 | 2365.9 | 2578.7 | 3687.5 |
| 0.40 | 2.227 | 498.6 | 2520.8 | 2910.1 | 4143.3 |
| 0.50 | 2.103 | 432.9 | 2584.8 | 3219.1 | 4565.5 |
| 0.65 | 1.998 | 365.5 | 2578.6 | 3642.6 | 5134.8 |
| 0.80 | 1.942 | 319.2 | 2507.6 | 4019.2 | 5640.7 |
| 1.0 | 1.902 | 275.7 | 2372.6 | 4451.8 | 6234.8 |
| 1.3 | 1.877 | 234.0 | 2158.9 | 4953.9 | 6983.4 |
| 1.6 | 1.871 | 201.2 | 1965.4 | 5300.9 | 7586.4 |
| 2.0 | 1.874 | 170.5 | 1748.7 | 5579.8 | 8197.5 |
| 2.5 | 1.885 | 143.9 | 1536.4 | 5729.0 | 8715.0 |
| 3.0 | 1.898 | 125.1 | 1371.3 | 5749.7 | 9036.8 |
| 4.0 | 1.925 | 100.1 | 1132.7 | 5605.1 | 9327.0 |
| 5.0 | 1.949 | 83.94 | 967.9 | 5354.1 | 9359.7 |
| 6.5 | 1.979 | 68.11 | 797.7 | 4925.6 | 9170.9 |
| 8.0 | 2.004 | 57.64 | 680.6 | 4514.4 | 8841.4 |
| 10.0 | 2.031 | 48.12 | 582.3 | 4034.9 | 8327.3 |
| 13.0 | 2.061 | 38.86 | 474.1 | 3463.1 | 7564.4 |
| 16.0 | 2.084 | 32.80 | 402.4 | 3027.0 | 6887.1 |
| 20.0 | 2.108 | 27.32 | 336.9 | 2630.8 | 6131.2 |
| 25.0 | 2.131 | 22.76 | 281.7 | 2239.9 | 5421.6 |
| 30.0 | 2.149 | 19.62 | 243.1 | 1946.8 | 4893.0 |
| 40.0 | 2.176 | 15.54 | 192.5 | 1546.5 | 4033.4 |
| 50.0 | 2.197 | 12.98 | 160.4 | 1283.8 | 3439.7 |
| 65.0 | 2.221 | 10.55 | 129.3 | 1024.2 | 2826.1 |
| 80.0 | 2.240 | 8.979 | 109.0 | 853.7 | 2402.7 |
| 100.0 | 2.260 | 7.581 | 90.85 | 702.0 | 2006.6 |

Окончательный результат указанных процедур по построению функции $F\left(dE_p/dx\right)$ приведён на рисунке 9, где она изображена вместе с предыдущим своим вариантом, показанным на рисунке 6.

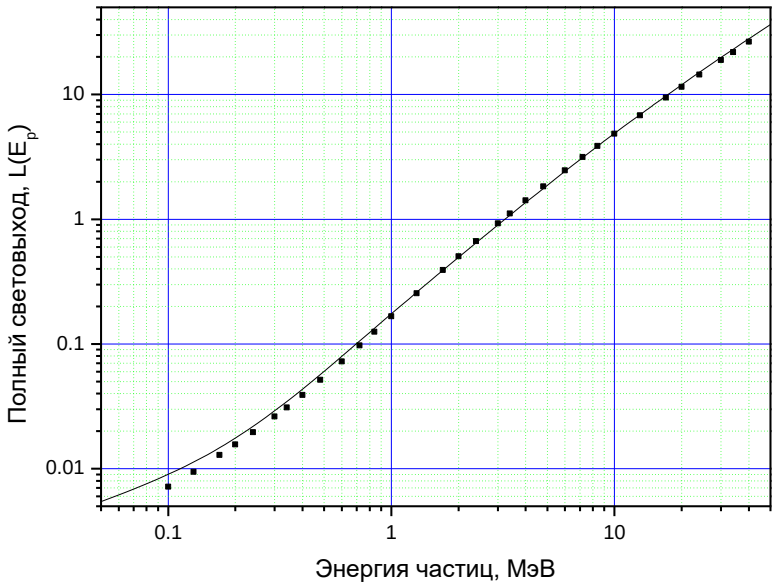



• - исходная зависимость, построенная по данным работы [4] для NE-213;
— - уточнённая зависимость по результатам экспериментальных работ [3, 5]

Рисунок 9 – Универсальная функция световыхода $F\left(dE_p/dx\right)$ для протонов

На рисунке 9 обе зависимости приведены в диапазоне удельных потерь энергий от значения 10 МэВ/см, соответствующего максимальной энергии протонов $E_p \cong 40$ МэВ в ксилоле, до 1000 МэВ/см, примерно соответствующего максимально возможным удельным потерям энергии протона в случае использования плстмассового сцинтиллятора на основе органического стекла с плотностью ρ=1.17 г/см$^3$.

На основе уточнённой универсальной функции $F\left(dE_p/dx\right)$ по описанным выше процедурам может быть получена новая зависимость интегрального световыхода $L(E_p)$ для жидкого органического сцинтиллятора NE-213. Вместе с экспериментальными данными работы [4] она приведена на рисунке 10. Аналогичные результаты для пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола приведены в итоговой таблице в конце раздела.




• - экспериментальные результаты работы [4] для NE-213;
— - уточнённая зависимость по результатам экспериментальных работ [3, 5]

Рисунок 10 – Зависимость интегрального световыхода жидкого органического сцинтиллятора NE-213, уточнённая по экспериментальным результатам с пластмассовым сцинтиллятором на основе полистирола

Полученные данные показывают, что отличия уточнённой зависимости $L(E_p)$ от экспериментальных данных работы [4] не выходят за пределы погрешности ±5% (P=0.95) в диапазоне энергий протонов от 1 МэВ до 40 МэВ, в котором метод дискриминации импульсов работает достаточно надёжно. При снижении энергии протонов ниже 1 МэВ расхождения нарастают и достигают 10% при энергии протонов 0.3 МэВ и ~20% на нижней границе исследованного диапазона энергий 0.1 МэВ.

Как уже указывалось выше, экспериментальные данные работы [4] для альфа-частиц вызывают большие сомнения. Поэтому уточнение универсальной функции световыхода для них требует новых данных, которые могут быть получены в исследованиях с пластмассовым сцинтиллятором на основе полистирола. Постановка проведённого с этой целью эксперимента и основные его результаты описаны в следующем разделе.

### 5.1 Измерения амплитудных распределений импульсов с детектора с пластмассовым сцинтиллятором на эталонном генераторе ДТ-нейтронов НГ-150М

Попавшие в сцинтиллятор нейтроны могут претерпевать в нём многократные взаимодействия. Если разрешающее время фотоумножителя $\tau$ достаточно велико, а размеры

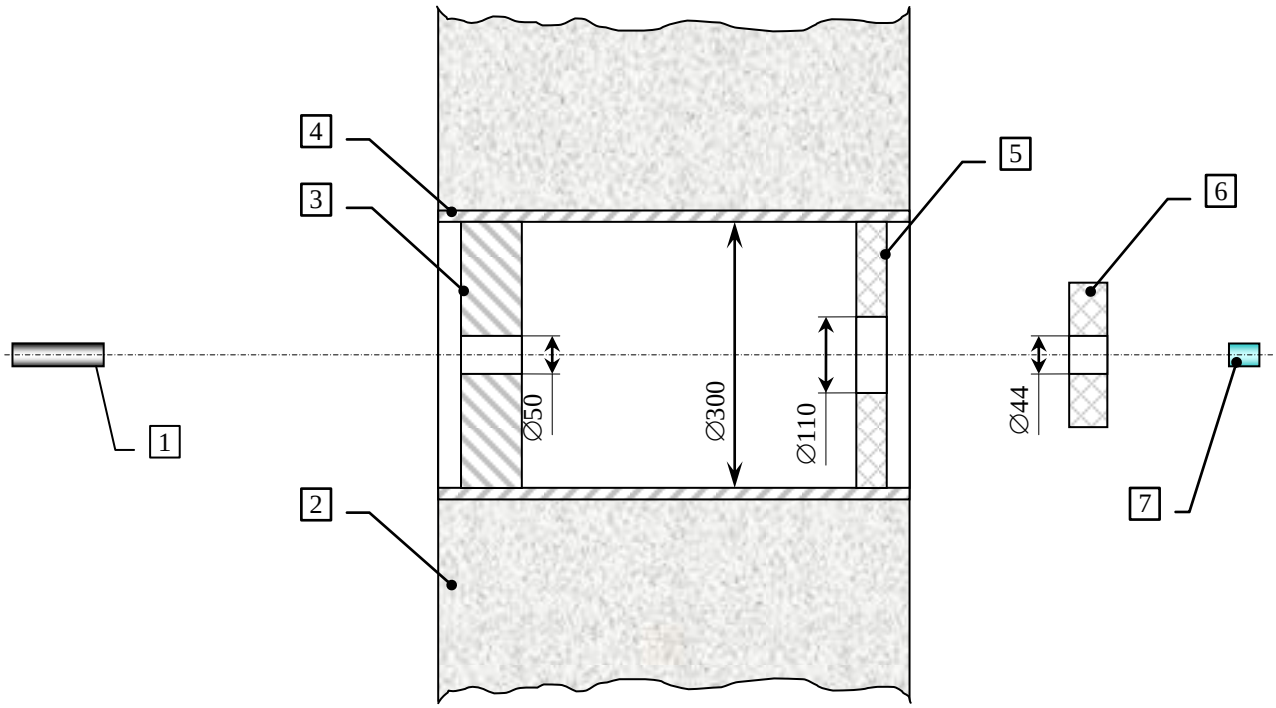
сцинтиллятора таковы, что интервалы времени между первым и последующими взаимодействиями намного меньше τ, то форма электрического импульса на выходе детектора окажется практически неизменной при любой кратности взаимодействия нейтрона, а амплитуда результирующего импульса будет определяться простым суммированием амплитуд импульсов от каждого взаимодействия.

При работе нейтронного генератора НГ-150М в импульсном режиме вырабатываются импульсы ДТ-нейтронов колоколообразной формы с длительностью по основанию ~60 нс и максимальной частотой следования до 500 кГц. Если на некотором расстоянии от мишени генератора, достаточном для разделения по времени пролёта первичных ДТ-нейтронов от неупруго рассеянных в мишенном устройстве нейтронов и образующихся при этом гамма-квантов, поместить детектор с исследуемым сцинтиллятором и анализировать амплитудное распределение вспышек люминесценции только в интервале времени $\Delta t$, совпадающем со временем прихода на него первичных нейтронов, то основная часть импульсов с детектора будет обусловлена этими нейтронами. Фоновые импульсы от космического излучения, от «захватных» гамма-квантов, естественной и наведённой радиоактивностей окружающих материалов, а также обусловленные шумами фотоумножителя импульсы распределены во времени равномерно. Поэтому для их учёта достаточно выделить ещё одно окно точно такой же ширины $\Delta t$, привязав его к моменту времени, когда испустившиеся из мишенного устройства нейтроны уже пролетели расстояние до детектора, а образовавшиеся в следующем нейтронном импульсе гамма-кванты на детектор ещё не пришли. Искомое амплитудное распределение импульсов ДТ-нейтронов определяется в этом случае в виде разности распределений, зарегистрированных в первом и во втором временных окнах.

Важно отметить, что предложенная схема позволяет качественно улучшить фоновые условия измерений. Снижение уровня фона в измерениях с импульсным режимом по сравнению со статическим режимом работы НГ-150М характеризуется величиной $\Delta t/T$, где $T$ - интервал времени между импульсами. Например, при частоте следования нейтронных импульсов 500 кГц $T = 2$ мкс и при ширине окна $\Delta t = 80$ нс уровень фона снижается в 25 раз. Очевидно также, при использовании этой схемы измерений полностью отпадает необходимость дискриминации формы импульсов для выделения вспышек люминесценции от тяжёлых заряженных частиц.

Геометрия измерений амплитудных распределений импульсов на эталонном генераторе ДТ-нейтронов НГ-150М, повторяющая в основном условия измерений в работе [5] за исключением конструкции детектора, показана на рисунке 8. Мишенное устройство генератора с внешним диаметром 24 мм располагалось на расстоянии 2.5 м от бетонной стены толщиной 2.9 м, разделяющей генераторный и аппаратурный залы. В стене проложена

стальная труба с внутренним диаметром 300 мм, в которой со стороны НГ-150М установлен наборный коллиматор из стали длиной 480 мм и с диаметром канала 50 мм. На выходе трубы в аппаратурный зал расположен второй коллиматор из свинца длиной 200 мм и с диаметром канала 110 мм.




1 – Мишенное устройство нейтронного генератора НГ-150М;
2 – бетонная стена толщиной 2.9 м;
3 – наборный коллиматор из стали длиной 480 мм;
4 – железная труба с толщиной стенок 10 мм;
5 – свинцовый коллиматор длиной 200 мм;
6 – латунный коллиматор длиной 250 мм;
7 – пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола диаметром и высотой 40 мм.

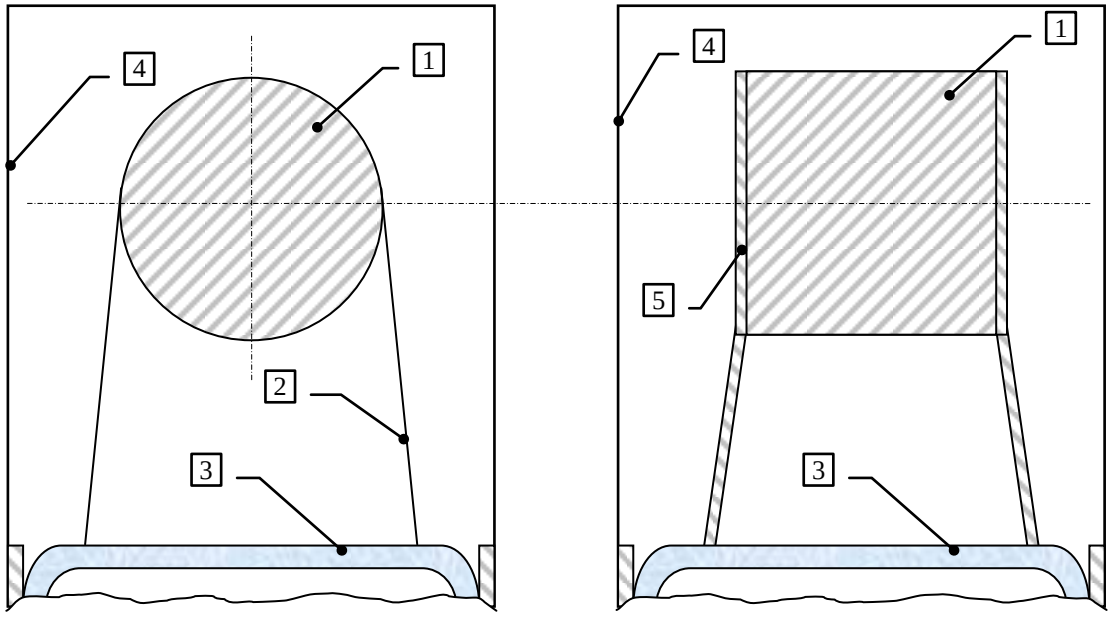
Рисунок 8 – Геометрия измерений амплитудных распределений вспышек люминесценции, образующихся в пластмассовом сцинтилляторе под действием ДТ-нейтронов со средней энергией 14.7 МэВ

Детектор с исследуемым пластмассовым сцинтиллятором на основе полистирола располагался (на рисунке 8 показан только сцинтиллятор) на расстоянии 1.6 м от бетонной стены. Перед ним на расстоянии 0.45 м установлен третий коллимматор из латуни длиной 250 мм и с диаметром канала 44 мм. Легко видеть, что в принятой редакции измерений обеспечивается практически идеальная коллимация нейтронного потока, то есть на сцинтиллятор падают только «прямопрошедшие» из мишенного устройства нейтроны.

Измерения амплитудных распределений вспышек люминесценции проводились с использованием детектора специально разработанной конструкции. В нём использован спектрометрический фотоумножитель ФЭУ-126 с баллоном из безкалийного стекла, для которого длительность (на полувысоте) снимаемого с анода сигнала $\tau = 44$ нс даже при

бесконечно короткой световой вспышке, освещающей его фотокатод. Легко видеть, что при выбранных размерах сцинтилятора (∅40 мм, Н40 мм) сформулированное выше требование соблюдается полностью.

Второе требование касается конструкции детектора. Расчёты амплитудных распределений вспышек люминесценции существенно упрощаются, если в потоке нейтронов помещается только сцинтиллятор. Более того, детектор должен быть сконструирован таким образом, чтобы число импульсов от нейтронов, рассеявшихся в сцинтилляторе и после перерассеяния на корпусе детектора снова на него попавших, а также от гамма-квантов, образовавшихся в неупругих взаимодействиях рассеянных нейтронов в корпусе детектора, было пренебрежимо мало по сравнению с числом первичных импульсов ( в расчётах выполнение этого требования идентично размещению сцинтиллятора в вакууме). Устройство удовлетворяющего этому требованию детектора показано на рисунке 9.



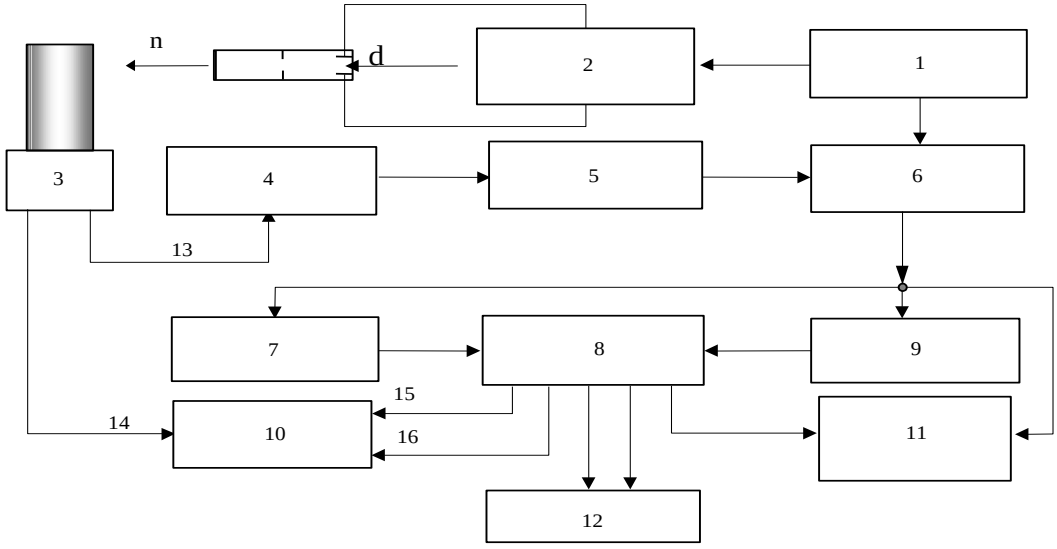

1 – Неокрашенный сцинтиллятор диаметром и высотой 40 мм;
2 – стомикронная лавсановая плёнка с приклеенной изнутри светоотражающей «бумагой» с близким к единице коэффициентом отражения люминесценции;
3 – ФЭУ-126;
4 – светонепроницаемый бумажный колпак толщиной не более 0.3 мм;
5 – крепление сцинтиллятора из листового оргстекла милиметровой толщины с приклеенной изнутри светоотражающей «бумагой».

Рисунок 9 – Устройство сцинтилляционного детектора, использованного в измерениях амплитудных распределений вспышек люминесценции.

Основное изменение его конструкции проводилось с целью улучшения условий светосбора, для чего алюминиевое напыление на лавсановой плёнке было заменено на слой светоотражающей бумаги с близким к единице коэффициентом отражения люминесценции. Это позволило более чем в два раза увеличить собираемость света и тем самым существенно

улучшить достоверность статистики фотоэлектронов, выбиваемых с катода фотоумножителя. Важно, что получаемый выигрыш будет наиболее выгоден при регистрации импульсов от альфа-частиц и ядер отдачи углерода, имеющих малую амплитуду. Поэтому есть все основания полагать, что в этой области амплитуд регистрируемое распределение будет более достоверным, чем в работе [5].

На рисунке 10 приведена блок-схема измерений.

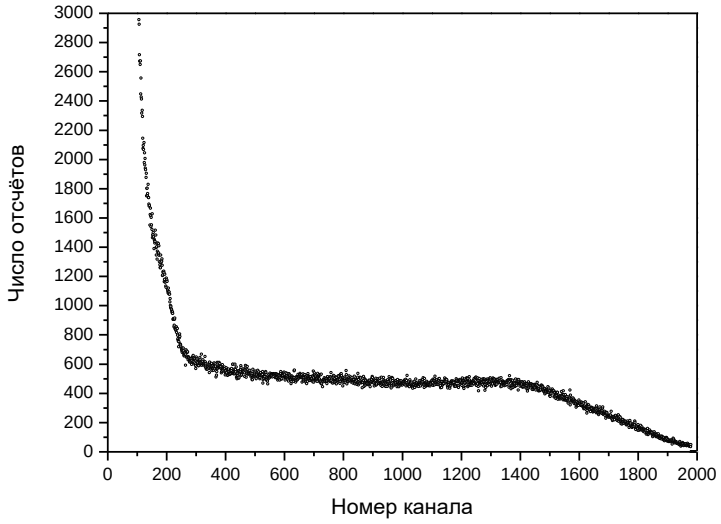



1 – запускающий генератор; 2 – модулятор пучка; 3 – фотоумножитель; 4 – дискриминатор ORTEC 473; 5 – временная задержка; 6 – время-амплитудный преобразователь CANBERRA 2145; 7 – дифференциальный анализатор CANBERRA 2037, формирующий рабочее временное окно; 8 – логический формирователь; 9 – дифференциальный анализатор CANBERRA 2037, формирующий фоновое временное окно; 10 – анализатор импульсов NOKIA LP4900; 11 – анализатор импульсов ORTEC microACE, в составе компьютера; 12 – дифференциальный анализатор CANBERRA 2071A; 13 – временной сигнал; 14 – амплитудный сигнал; 15 – рабочее временное окно; 16 – фоновое временное окно; *d* – пучок дейтонов; n- поток нейтронов.

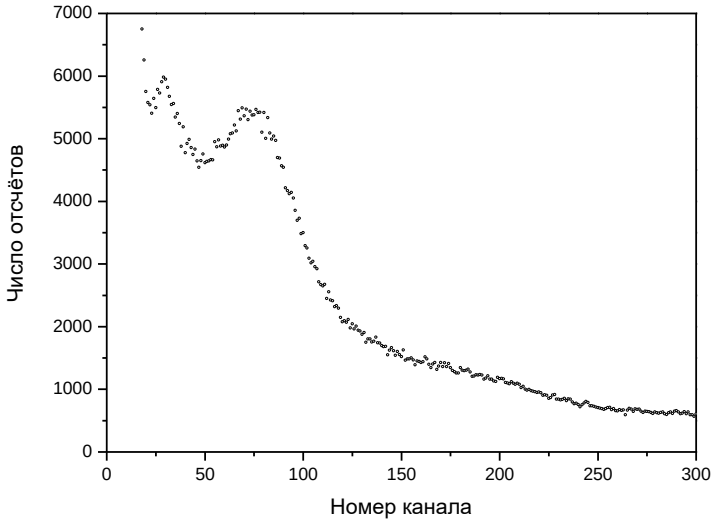
Рисунок 10 – Блок-схема аппаратурного комплекса

Временной сигнал (поз. 13) с анода ФЭУ-126 (поз. 3) после прохождения дискриминатора (поз. 4) и линии задержки поступает на вход «старт» конвертора «время-амплитуда» (поз. 6). На другой вход конвертора поступают импульсы с запускающего генератора импульсов (поз. 1), управляющего работой источника нейтронов и всей схемой измерений. Выбранный вариант подключения конвертора позволяет проводить измерения при частоте следования нейтронных импульсов более 500 кГц. Сформированные в конверторе импульсы далее поступают на входы одноканальных дифференциальных анализаторов (поз. 7) и (поз. 9), на выходе которых появляются два пакета импульсов одинаковой ширины, соответствующие рабочему и фоновому временным окнам. Этими пакетами производится управление соответствующими плоскостями амплитудного анализатора (поз. 10), в которых регистрируются амплитудные распределения импульсов

(поз. 14), снимаемых с предпоследнего динода фотоумножителя (поз. 3), в соответствующих временных окнах. Контроль за согласованием положения рабочего окна с моментом появления на детекторе ДТ-нейтронов осуществляется с помощью второго анализатора (поз. 11). Снимаемые с предпоследнего динода импульсы предварительно интегрируются и усиливаются в зарядочувствительном усилителе, расположенном в непосредственной близости от детектора (на схеме не показан). Прошедшие по кабельной линии связи импульсы дополнительно усиливаются в спектрометрическом усилителе и только затем поступают на вход анализатора (поз. 10). Результаты измерений приведены на двух рисунках 11 а) и б) для разных диапазонов каналов спектрометра.




а)




б)

Рисунок 11 – Амплитудное распределение вспышек люминесценции, образующихся в пластмассовом сцинтилляторе на основе полистирола от нейтронов с энергией 14.7 МэВ

### 5.2 Зависимости световыхода пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола

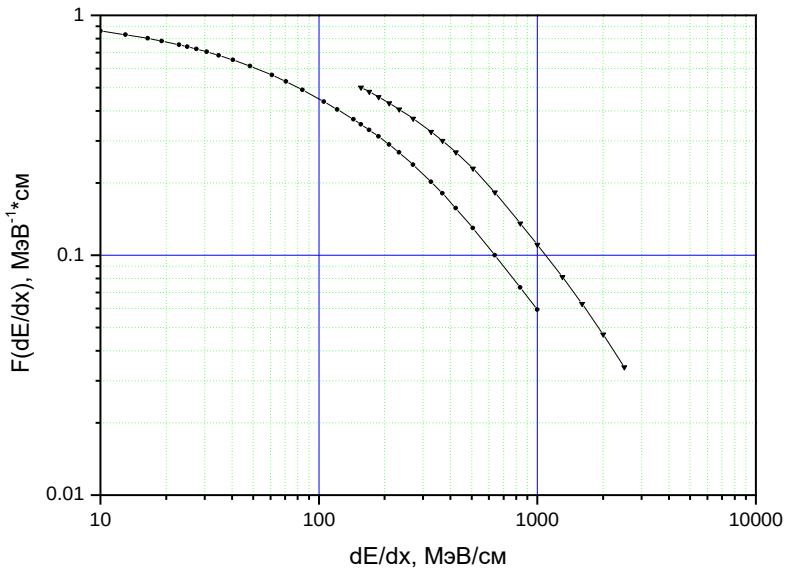
Необходимо сразу отметить, что для проведения совместного анализа результатов работы [5] и результатов настоящей работы амплитудное распределение, полученное в описанном выше эксперименте, было приведено к той же амплитудной шкале, что и в предыдущей работе. Для этого амплитудное распределение было равномерно сжато таким образом, чтобы граничная энергия протонов 14.7 МэВ соответствовала тому же номеру канала анализатора, что и в предыдущем эксперименте. В приведённом на рисунке 11 амплитудном распределении чётко выделяются несколько областей. В диапазоне номеров каналов A>250 к, в которой практически все вспышки люминесценции возникают с участием протонов отдачи, их амплитудное распределение примерно равномерное. В области A≤250 к начинается резкий подъём, обусловленный появлением вспышек от продуктов реакции $^{12}$C(n,α)$^{9}$Be (Q=-5.7 МэВ). Для 14.7 МэВ нейтронов максимальная энергия альфа-частиц $E_\alpha^{\max} = 8.6$ МэВ, а энергия сопутствующего ядра отдачи бериллия $E_{Be}^{\min} = 0.4$ МэВ.

Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах $^{12}$C может протекать по нескольким каналам. При рассеянии нейтрона с возбуждением первого уровня образуется гамма-квант с энергией $E_\gamma = 4.44$ МэВ и ядро отдачи с $E_C = E_n - E_n' - 4.44$ МэВ. При возбуждении второго и лежащих выше уровней происходит развал ядра $^{12}$C на три альфа-частицы, то есть протекает реакция $^{12}$C(n, n′)3$^{4}$He (Q=-7.3 МэВ). В библиотеках ENDF/BV и ENDF/BVI приведены угловые и энергетические распределения неупруго рассеянных нейтронов для каждого разрешённого уровня возбуждения ядер $^{12}$C, что позволяет определить суммарную энергию трёх альфа-частиц: $E_\alpha^\Sigma = E_n - 7.3 - E_n'$. При этом, чем ниже уровень ядра $^{12}$C, тем выше энергия неупруго рассеянного нейтрона и тем меньше суммарная кинетическая энергия трёх альфа-частиц. В случае, если энергия налетающего нейтрона достаточна для перевода ядер $^{12}$C в область перекрывающихся уровней возбуждения, образуется непрерывный спектр неупруго рассеянных нейтронов. Для 14.7 МэВ нейтронов температура ядер по данным ENDF/BVI равна ~0.3 МэВ, следовательно, средняя энергия неупруго рассеянных нейтронов $\bar{E}_n' \cong 0.6$ МэВ. В этом случае в реакции $^{12}$C(n, n′)3$^{4}$He образуются наиболее энергичные альфа-частицы, суммарная энергия которых равна: $E_\alpha^\Sigma \cong 14.7 - 7.3 - 0.6 \cong 6.8$ МэВ. Пик в районе 70 канала обусловлен именно этими альфа-частицами.

С дальнейшим уменьшением амплитуды вспышек люминесценции в районе 17 канала (см. рисунок 12 в) начинается следующий резкий подъём амплитудного распределения, обусловленный ядрами отдачи $^{12}$C, которые могут образоваться как при упругом, так и неупругом рассеянии нейтронов с рождением гамма-квантов с $E_\gamma = 4.44$ МэВ.

Таким образом, область амплитуд вспышек люминесценции A>250 к обусловлена в основном протонами отдачи, в области амплитуд A=(20…250) к доминируют вспышки люминесценции от альфа-частиц и сопутствующих ядер отдачи бериллия, а в области A≤17 к подавляющее большинство вспышек обусловлено ядрами отдачи углерода.

Чётко выраженные локальные особенности амплитудного распределения вспышек люминесценции для альфа-частиц позволяют определить для них искомую универсальную функцию $F(dE_\alpha/dx)$ в диапазоне их энергий до ~9 МэВ. Для этого достаточно на шкале амплитуд выделить две характерные точки. Первая A=70 к соответствует энергии суммаарной энергии $3\cdot E_\alpha = 6.8$ МэВ трёх образующихся в реакции $^{12}$C(n, n′)3$^4$He альфа-частиц. То есть энергии одной альфа-частицы $E_\alpha \cong 2.2$ МэВ будет соответствовать номер канала анализатора A=70/3=23 к. Вторая точка A=220 к соответствует максимальной энергии альфа-частицы $E_\alpha = 8.6$ МэВ в реакции захвата нейтрона $^{12}$C(n,α)$^9$Be. Протоны с энергией 14.05 МэВ попадают в канал A=1680 к. Это позволяет определить значения световыхода ПС от альфа-частиц указанных энергий в единицах световыхода от 14.05 МэВ протонов. С учетом этих данных и из условия, что $L(E_\alpha = 0) = 0$, найдена примерная зависимость $L(E_\alpha)$ в диапазоне энергий альфа-частиц $E_\alpha = 0.5...9 МэВ$, а по ней построена зависимость дифференциального световыхода $dL(E_\alpha)/dE_\alpha = F\left[\frac{dE_\alpha}{dx}(E_\alpha)\right]$, показанная на рисунке 12.




• - протоны; ▼ - альфа-частицы

Рисунок 12 - Универсальные функции световыхода для протонов и альфа-частиц

Функция $F(dE_\alpha/dx)$ приведена на рисунке 12 в диапазоне удельных потерь энергии от ~160 МэВ/см, что соответствует максимальной энергии альфа-частиц в исследованиях с NE-213 в работе [4], до максимально возможного значения ~2500 МэВ/см для альфа-частиц в пластическом сцинтилляторе на основе органического стекла.

Из рисунка 12 видно, что функции $F(dE_p/dx)$ и $F(dE_\alpha/dx)$ идут практически параллельно и что вторая из них лежит примерно в два раза выше первой. Такое расхождение в дифференциальных световыходах при одном и том же значении удельных потерь энергии протонов и альфа-частиц свидетельствует о существенных различиях в структуре их ионизационных треков. С другой стороны хорошо известно, что зависимость удельных потерь энергии для тяжёлых заряженных частиц не зависит от массы, а только, в первом приближении, от её заряда и скорости $dE/dx \sim \frac{Z^2}{v^2}$. Следовательно, в этом приближении энергии протонов и альфа-частиц, имеющих одинаковые удельные потери энергии, должны различаться в 16 раз. На самом деле эта разница также примерно вдвое больше, что видно из таблицы 1. Учитывая тот факт, что образование люминесценции носит пороговый характер, можно предположить, что основая часть теряемой энергии тратится в столкновениях с малыми передачами энергии, не приводящими к образованию люминесцентного излучения. Бóльшими возможностями по его образованию будут иметь более тяжёлые частицы, имеющие те же самые удельные потери энергии, но движущиеся при этом с существенно меньшими скоростями. Это обстоятельство позволяет перенести обнаруженные закономерности на более тяжёлые заряженные частицы и построить аналогичные дифференциальные и интегральные зависимости, например, для ядер отдачи бериллия, определить которые экспериментально невозможно. Важную помощь окажут обнаруженные закономерности и при построении этих зависимостей для ядер отдачи углерода. Тем самым разрабатываемая модель световыхода станет в полном смысле универсальной не только в отношении универсальности каждой функции $F(dE_k/dx)$ для различных жидких и пластмассовых органических сцинтилляторов, но и в универсальном поведении этих зависимостей для различных заряженных частиц относительно друг друга. Дальнейшее изучение этих вопросов представляет собой ближайшую перспективу проводимых исследований.

В итоговые результаты, приведенные в таблице 2, включены данные по энергетическим зависимостям интегрального световыхода исследуемых здесь органических сцинтилляторов только для протонов. Они наиболее подробно изучены и получены совершенно одинаковым

образом из одной и той же универсальной функций $F(dE_p/dx)$, изображённой на рисунке 12. Данные для других частиц будут получены на следующих этапах исследований.

Таблица 2 – Зависимости полного световыхода органического жидкого сцинтиллятора NE-213 и пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола для протонов $L(E_p)$ в диапазоне энергий частиц E=(0.1…20) МэВ

| Энергия E, МэВ | Жидкий органический сцинтиллятор NE-213 на основе ксилола | Пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола |
|---|---|---|
| 0.10 | 0.0090 | 0.0077 |
| 0.13 | 0.0113 | 0.0096 |
| 0.16 | 0.0138 | 0.0117 |
| 0.20 | 0.0176 | 0.0149 |
| 0.25 | 0.0230 | 0.0193 |
| 0.30 | 0.0291 | 0.0244 |
| 0.40 | 0.0435 | 0.0365 |
| 0.50 | 0.0604 | 0.0508 |
| 0.65 | 0.0900 | 0.0760 |
| 0.80 | 0.124 | 0.105 |
| 1.0 | 0.175 | 0.149 |
| 1.3 | 0.260 | 0.224 |
| 1.6 | 0.355 | 0.309 |
| 2.0 | 0.496 | 0.436 |
| 2.5 | 0.689 | 0.611 |
| 3.0 | 0.900 | 0.803 |
| 4.0 | 1.36 | 1.23 |
| 5.0 | 1.87 | 1.70 |
| 6.5 | 2.71 | 2.47 |
| 8.0 | 3.60 | 3.31 |
| 10 | 4.87 | 4.50 |
| 13 | 6.89 | 6.42 |
| 16 | 9.02 | 8.45 |
| 20 | 12.0 | 11.3 |

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены основные результаты начального этапа исследований по разработке новой универсальной модели световыхода пластмассовых и жидких органических сцинтилляторов для лёгких и тяжёлых заряженных частиц. Её создание базируется на построении экспериментально обоснованных функций, связывающих дифференциальную энергетическую зависимость световыхода $dL(E_k)/dE_k$ от заряженной частицы k-ого сорта с удельной потерей энергии $dE_k/dx$ этой частицы в сцинтилляторе $\frac{dL(E_k)}{dE_k} = F\left[\frac{dE_k}{dx}(E_k)\right]$. Указанные функции носят универсальный характер не только в отношении различных пластмассовых и жидких органических сцинтилляторов, но и относительно друг друга для различных заряженных частиц. При этом энергетические зависимости интегрального световыхода $L(E_k)$, необходимые для практического использования в расчётах относительной спектральной чувствительности и счётной эффективности сцинтилляторов, могут быть легко получены из функций $dL(E_k)/dE_k$ элементарным интегрированием.

Анализ в терминах дифференциального световыхода и удельных потерь энергии экспериментальных данных [4] по зависимостям интегрального световыхода жидкого органического сцинтиллятора NE-213 для протонов $L(E_p)$, альфа-частиц $L(E_\alpha)$ и ядер отдачи углерода $L(E_C)$ позволил выявить заметные нерегулярности в поведении каждой из них, а также взаимное рассогласование между ними. Это вынудило провести дополнительное рассмотрение возможностей метода дискриминации формы импульса, и обосновать нестабильность его работы при регистрации импульсов малой амплитуды, что может стать одной из вероятных причин противоречивости данных [4].

На основе проведённого анализа были выработаны критерии и разработаны численные алгоритмы и итерационные процедуры для уточнения измеренной в [4] зависимости $L(E_p)$ для протонов. Полученная при этом уточнённая зависимость $L(E_p)$ отличается от экспериментальной не более чем ±5% (P=0.95) в диапазоне энергий протонов от 1 МэВ до 40 МэВ. При снижении энергии протонов ниже 1 МэВ расхождения нарастают и достигают ~10% при энергии протонов 0.3 МэВ. Указанные расхождения носят существенный характер, особенно на нижней границе измеренного диапазона, с учётом объявленной авторами работы [4] погрешности ±2% в диапазоне энергий от 0.3 до 22 МэВ.

Уточнение зависимости световыхода $L(E_\alpha)$ для альфа-частиц потребовало дополнительных экспериментальных исследований, которые были проведены на эталонном

генераторе ДТ-нейтронов НГ-150М с отечественным пластмассовым сцинтиллятором на основе полистирола. В ходе эксперимента с использованием импульсного режима работы нейтронного генератора и метода времени пролёта было зарегистрировано распределение амплитуд вспышек люминесценции, образующихся в пластмассовом сцинтилляторе диаметром и высотой 40 мм под действием ДТ-нейтронов со средней энергией 14.7 МэВ. Результаты измерений приведены на рисунке 11. По характерным точкам полученного амплитудного распределения в диапазоне номеров каналов от ~20 до ~250, соответствующим импульсам от альфа-частиц с конкретными фиксированными значениями энергий, была построена универсальная функция световыхода $dL(E_\alpha)/dE_\alpha$ , а на её основе – энергетические зависимости интегрального световыхода $L(E_\alpha)$ жидкого органического сцинтиллятора NE-213 на основе ксилола и пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола.

Предварительный качественный анализ полученных в работе дифференциальных функций $F(dE_p/dx)$ и $F(dE_\alpha/dx)$ на основе элементарной теории удельных потерь энергии тяжёлых заряженных частиц позволил обнаружить закономерности в их относительном поведении и сделать выводы о возможности построения аналогичных функций для других заряженных частиц. Это позволит разрабатываемую модель световыхода сделать в полном смысле универсальной не только в отношении универсальности каждой функции $F(dE_k/dx)$ для различных жидких и пластмассовых органических сцинтилляторов, но и в универсальном поведении этих зависимостей для различных заряженных частиц относительно друг друга. Дальнейшее изучение этих вопросов представляет собой ближайшую перспективу проводимых исследований.

Основные результаты данной работы приведены в таблице 2, в которые включены данные по энергетическим зависимостям интегрального световыхода органического жидкого сцинтиллятора NE-213 на основе ксилола и пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола в диапазоне энергий частиц от 0.1 до 20 МэВ.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 Д.В.Викторов, С.Ф.Килин, И.М.Розман. ПТЭ, №4, с. 90-93, 1964.

2 Ю.А.Кулинич, В.Г.Рукавишников, Ю.В.Семёнов., М.Т.Чинейкин. ПТЭ, №1, с.87-89, 1973

3 В.И.Семёнов, В.И.Нагорный, Ю.Я.Нефёдов и др. Особенности применения сцинтилляционных детекторов для измерений спектра и выхода нейтронов мощных импульсных источников. Отчёт ВНИИЭФ, инв. №4/8168, 1994.

4 V.V.Verbinski, W.R.Burns, T.A.Love et al, NIM, 65(1968), p.8-25.

5 Пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола для детектирования нейтронов в методе времени пролёта: Отчёт о НИР ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». В.И. Семёнов, А.Е.Шмаров, В.Н.Антонов и др. инв. №4/9771. 2000. 54 с.

6. Рыбаков Б.В., Сидоров В.А. Спектрометрия быстрых нейтронов. -М.: Атомиздат, 1958.

7 J.B.Birks. The Theory and Practice of Scintillation Counting. London. Pergamon. 1964.

8 Ю.К.Акимов. Детекторы ядерных излучений на основе жидких органических сцинтилляторов. ПТЭ, №3, с. 3-39, 1996.

9 М.Н.Медведев. Сцинтилляционные детекторы. Москва, Атомиздат, 1997.

10 Stopping Powers for Electrons and Positrons. International Commission on Radiation Units and Measurements. Report 37. 7910 Woodmont Avenue. Bethesda, Maryland 20814, USA, 1984.

11 J.F.Ziegler, J.P.Biersack and U.Littmark. The Stopping and Range of Ions in Solids. Pergamon Press, New York, 1985, (new edition 1996).