

УДК 535.373.2:535.2

ВОЗДУШНЫЙ СЦИНТИЛЛЯТОР

© 2011 г. М. Д. Тарасов, С. А. Горностай-Польский,
А. В. Грунин, С. А. Лазарев, О. Н. Петрушин

РФЯЦ–ВНИИ экспериментальной физики

Россия, 607188, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37

E-mail: tarasovmd@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.08.2010 г.

Рассмотрен способ дозиметрии тормозного излучения мощных импульсных ускорителей электронов по люминесценции воздуха. С помощью линзы свет воздушного сцинтиллятора фокусируется на торец кварцевого волоконного световода и передается на фотокатод фотоэлектронного умножителя. Чувствительность канала регистрации определяется с помощью эталонной ленточной лампы. На ускорителе электронов ЛИУ-30 надежно зарегистрированы импульсы тормозного излучения, обеспечивающие за время ~ 20 нс экспозиционную дозу 0.18 Кл/кг на оси пучка тормозных квантов. Это соответствует интегральному по диаметру пучка значению мощности поглощенной дозы $7.5 \cdot 10^7$ Гр · м/с.

На импульсных ядерных реакторах и ускорителях электронов с помощью датчиков различного типа измеряются величины экспозиционной дозы и ее мощности γ - и тормозного излучений (т.и.) [1, 2]. Воздух в условиях, близких к нормальным, обычно окружает облучательные установки. Для дополнительного контроля полей излучения представляет интерес сравнение дозы в самом воздухе и в прокалиброванных на статических γ -установках твердотельных детекторах ионизирующего излучения, например в термолюминесцентных дозиметрах ИКС-А [3]. Воздух является люминофором с относительно низкими плотностью и эффективностью преобразования поглощенной дозы в свет, но обладает значительной радиационной стойкостью, прозрачен для света собственной люминесценции [4] и имеет предельное временное разрешение < 1 нс [5]. Для применения воздуха в качестве сцинтиллятора необходимо использовать чувствительные фотоэлектронные приборы, например фотоэлектронный умножитель (ф.э.у.), вынести фотоприемник из зоны облучения, а свет к нему доставить с помощью специальной оптической системы.

Эксперименты проводились на сильноточном ускорителе ЛИУ-30, генерирующем импульсы т.и. с полушириной $t_{0.5} \sim 20$ нс и мощностью экспозиционной дозы за окном мишенного узла $dD_{\text{эксп}}/dt > 10^9$ Кл/кг [6]. Условия проведения опытов на ускорителе не позволяли разместить вблизи его выходного окна стационарную оптическую систему, поэтому для передачи света до ф.э.у. использовался кварц-полимерный многомодовый волоконный световод (в.с.). При длине в десятки метров такой в.с. с успехом может исполь-

зоваться для передачи импульсных оптических сигналов наносекундной длительности не только в инфракрасной, но и в видимой, а также в ультрафиолетовой областях спектра [7].

Свет воздушного сцинтиллятора (рис. 1) с помощью линзы 1 и в.с. 2 направляется на фотокатод наносекундного ф.э.у. 3 (СНФТ-8М) [8]. Торец в.с. с диаметром проводящей свет сердцевины 600 мкм располагался в фокусе кварцевой линзы диаметром $d = 22$ мм с фокусным расстоянием $F = 75$ мм и угловой апертурой $\alpha/2 = 8.3^\circ$. Ось оптической си-

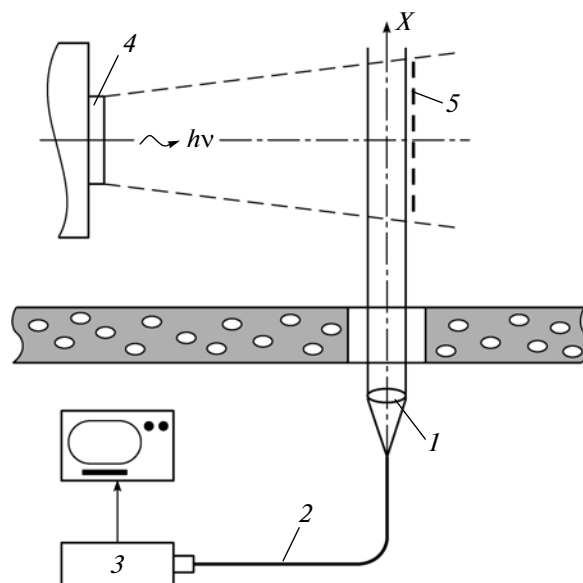


Рис. 1. Схема экспериментов. 1 – фокусирующая линза; 2 – волоконный световод; 3 – ф.э.у.; 4 – окно мишенного узла; 5 – дозиметры ИКС-А.

стемы находилась на расстоянии 1.5 м от плоскости окна мишенного узла 4. В.с. длиной 30 м эффективно разделял по времени полезный оптический сигнал и сигнал наводки от ускорителя на систему регистрации. Рядом с главной оптической осью линзы, вне зоны регистрации света, расположены дозиметры ИКС-А (5) в стандартном корпусе для экспериментальных работ. Дозиметры прокалиброваны для измерения экспозиционной дозы на эталонном γ -источнике ^{60}Co с относительной погрешностью 15%. Запись электрических сигналов осуществлялась на осциллографе TDS3034В. Рассмотрим работу такой системы регистрации.

Пусть удельная световая мощность J от воздушного сцинтиллятора, представляющего собой объемный изотропный источник света, распределена по спектру

$$J(\lambda) = JP(\lambda), \quad (1)$$

где спектральное распределение интенсивности источника света $P(\lambda)$ (рис. 2) нормировано по площади на единицу:

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda) d\lambda = 1. \quad (2)$$

Тогда сигнал на выходе ф.э.у. с учетом световой мощности на входном торце в.с. определяется в виде [7]

$$i = I_0 \sigma J \sin^2(\alpha/4) Z, \quad (3)$$

где $Z = \mu \phi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda) \omega(\lambda, l) I(\lambda) d(\lambda)$ – часть световой мощности, участвующая в генерации фотоэлектронов на катоде ф.э.у.; I_0 – чувствительность ф.э.у. в максимуме спектрального распределения; $I(\lambda)$ – нормированное в максимуме к единице спектральное распределение чувствительности фотокатода ф.э.у. (рис. 2); $J = \eta \rho \int_0^\infty P_D(x) dx$ – поток световой мощности вдоль главной оптической оси линзы; η – эффективность преобразования поглощенной дозы в свет; ρ – плотность воздуха; $P_D(x)$ – распределение поглощенной мощности дозы т.и. в воздухе вдоль оси наблюдения; x – координата (рис. 1); σ – площадь торца в.с.; $\alpha/2$ – угловая апертура оптической системы; μ, ϕ – коэффициенты прохождения света через в.с. и линзу с учетом потери света на отражение от торцов в.с. и по-

верхностей линзы; $\omega(\lambda) = 10^{-0.1 \frac{k_p l}{\lambda^4}}$ (рис. 2) – коэффициент [9], учитывающий потери света на рассеяние в материале в.с., в котором $k_p = 1.5 \times 10^{-3}$ Дб · мкм⁴/м; l – длина в.с.

Для определения абсолютной чувствительности канала регистрации света использовался специальный стенд [7], позволяющий провести калибровку с относительной погрешностью 5%.

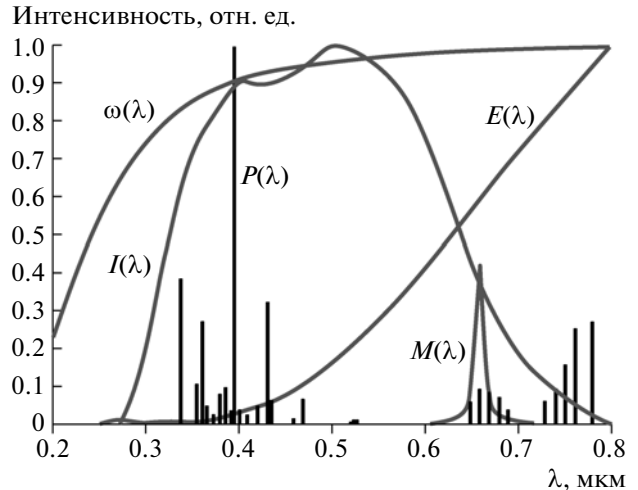


Рис. 2. Спектральные распределения: $P(\lambda)$ – интенсивность спектральных полос молекулярного азота из [4]; $I(\lambda)$ – спектральная чувствительность фотокатода ф.э.у. СНФТ-8М; $\omega(\lambda)$ – коэффициент пропускания света в в.с. длиной $l = 30$ м; $E(\lambda, T)$ – закон Планка для $T = 2337$ К; $M(\lambda)$ – коэффициент пропускания света интерференционным светофильтром.

Эталонном яркости служит ленточная лампа с известной яркостной температурой $T = 2337 \pm 14$ К на длине волны 677 нм. Перед фотокатодом ф.э.у. расположен интерференционный светофильтр с известным спектральным коэффициентом пропускания света $M(\lambda)$ (рис. 2). Полученное на расстоянии $Y = (1.2-2)F$ от центра линзы изображение вольфрамовой ленты лампы проецировалось на входной торце в.с. Зависимость амплитуды тока сигнала с ф.э.у. от величины Y аппроксимировалась в точку $Y = F$ для определения чувствительности измерительного канала, когда источник света расположен далеко от линзы, а торце в.с. находится в ее фокусе.

Ток при калибровке с анода ф.э.у. для ламбертовского светового источника определяется по формуле

$$i_1 = I_0 \sigma \sin^2(\alpha/2) Z_1, \quad (4)$$

где $Z_1 = \mu \phi \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda, T) M(\lambda) \omega(\lambda, l) I(\lambda) d(\lambda)$; $E(\lambda, T)$ – плотность энергетической светимости ленточной лампы, определяемая законом Планка.

Из формул (3), (4) получаем

$$J = \eta \rho \int_0^\infty P_D(x) dx = 4 \frac{i_1 Z_1}{i_1 Z}. \quad (5)$$

Для величин $Z_1 = 1560$ Вт/м² ($T = 2337$ К), $Z = 0.37$, $\eta = 0.8 \cdot 10^{-4}$ [4], $\rho = 1.2$ кг/м³ и $i_1 = 9.5 \times 10^{-3}$ А из (5) получаем

$$\int_0^\infty P_D dx = 2.14 \cdot 10^{10}. \quad (6)$$

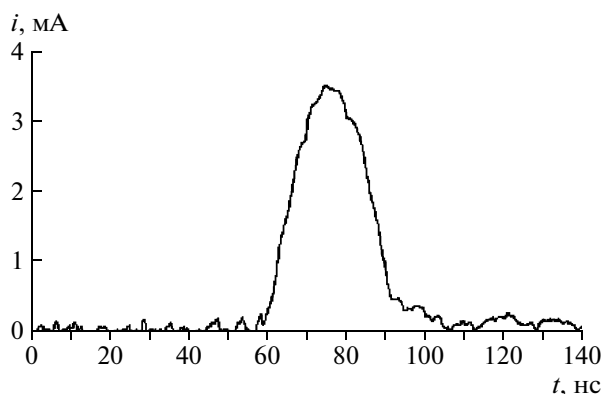


Рис. 3. Оциллограмма тока с ф.э.у.

Форма токового сигнала с выхода ф.э.у. представлена на рис. 3, где длительность сигнала на полуширине $t_{0,5} = 21$ нс. Для $i = 3.5 \cdot 10^{-3}$ А из (6)

получаем $\int_0^{\infty} P_D dx = 7.5 \cdot 10^7$ Гр · м/с. При этом экспериментально полученное распределение экспозиционных доз в дозиметрах ИКС-А (рис. 4) свидетельствует об узкой диаграмме направленности т.и. Подобное пространственное распределение источника света приводит к увеличению значения $t_{0,5}$ на величину, не превышающую 1.4 нс. Используя для воздуха известное значение связи экспозиционных и поглощенных доз $1 \text{ Гр} = 34.08 \text{ Кл/кг}$ (ГОСТ 8.087-2000) и проинтегрировав распределение на рис. 4, с учетом $t_{0,5} = 21$ нс получаем $\int_0^{\infty} P_{D \text{ ИКС-А}} dx = 1.58 \cdot 10^8$ Гр · м/с. Это значение в 2.1 раза больше полученного при регистрации люминесценции воздуха. Наблюдаемое различие связано с разной плотностью сцинтилирующего вещества.

Действительно, на ускорителе ЛИУ-30 средняя энергия тормозных квантов составляет несколько мегаэлектронвольт. Кванты с энергией $0.2 < E_{\text{фв}} < 23$ МэВ взаимодействуют с воздухом в основном через комптон-эффект, при котором электроны испускаются вперед относительно направления падающих квантов [10]. Имея значительные пробеги в воздухе, эти электроны будут выносить свою энергию из поля наблюдения. Для дозиметров ИКС-А, средняя плотность которых вместе с корпусом более чем на три порядка превышает плотность воздуха, этот эффект будет существенно меньшим и приведет к увеличению доз в дозиметрах ИКС-А по сравнению с дозами в воздухе. Это полностью подтверждается расчетами взаимодействия квантов т.и. установки ЛИУ-30 с воздухом и дозиметрами ИКС-А, выполненными по программе ЭЛИЗА [11].

Таким образом, впервые экспериментально продемонстрирована работоспособность метода

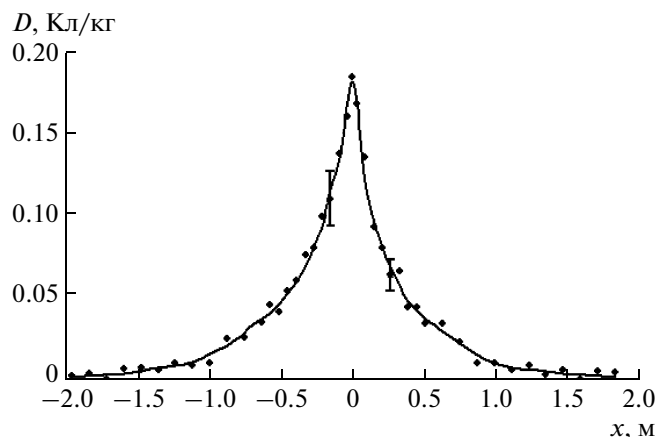


Рис. 4. Распределение экспозиционных доз в воздухе в направлении наблюдения по показаниям дозиметров ИКС-А.

дозиметрии т.и. с помощью воздушного сцинтиллятора. При длительности импульса тормозных квантов $t_{0,5} \sim 10$ нс импульсы т.и. регистрируются, начиная от уровня экспозиционных доз в несколько сотых Кл/кг на оси пучка.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Е.И. Волянской за помощь в оформлении статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герасимов А.И., Гордеев В.С., Горностай-Польский С.А. и др. // VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии: Сборник докладов. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006. С. 73.
2. Громов В.Т., Кормилицын А.И., Кураков Н.П. и др. // VII Межотраслевая конференция по радиационной стойкости: Сборник докладов. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006. С. 3.
3. Бочвар И.А., Гимадова Т.И., Кеирим-Маркус И.В. и др. Метод дозиметрии ИКС. М.: Атомиздат, 1977.
4. Жемерев А.В., Степанов Б.М. Физика импульсного радиационного возбуждения свечения воздуха. М.: Энергоатомиздат, 1984.
5. Здешиц В.М., Тарасов М.Д., Цукерман В.А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 5. С. 51.
6. Павловский А.И., Босамькин В.С., Герасимов А.И. и др. // ПТЭ. 1998. № 2. С. 13.
7. Тарасов М.Д., Эльяш С.Л., Гончарова В.Ф. и др. // ПТЭ. 2007. № 6. С. 47.
8. Веретенников А.И., Горбачев В.М., Предеин Б.А. Методы исследования импульсных излучений. М.: Энергоатомиздат, 1985.
9. Гроднев И.И. Волоконно-оптические линии связи: Учебное пособие для вузов. М.: Радио и связь, 1990.
10. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: ГИТТЛ, 1953.
11. Донской Е.Н. // VI Межотраслевая конференция по радиационной стойкости: Сборник докладов. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 93.