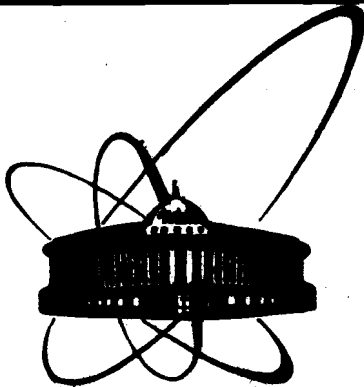


88-142



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

3 507

P13-88-142

М.Зельчинский, А.Л.Шишкин

**ИОНИЗАЦИОННАЯ КАМЕРА
ДЛЯ МОНИТОРИРОВАНИЯ ТОКА
ВЫВЕДЕННОГО ПУЧКА ПРОТОНОВ
НА ЭНЕРГИЮ 660 МэВ
ИЗ ФАЗОТРОНА ОИЯИ**

1988

При использовании протонов, выведенных из ускорителя, часто необходимо знание интенсивности или другой количественной характеристики первичного пучка, поэтому пучок желательно постоянно мониторировать. Прибор для мониторинга должен отвечать требованиям линейности, стабильности во времени, неискажения пучка.

Выбор метода мониторинга зависит прежде всего от уровня плотности потока протонов. В мировой практике применяются детекторы вторичной эмиссии, индукционные мониторы, ионизационные камеры и другие системы, однако никакой из методов не является универсальным. Существенные достоинства дает применение ионизационной камеры, прежде всего благодаря широкому диапазону регистрируемых уровней тока, хорошей стабильности, независимости от формы импульса и от пространственного распределения плотности потока протонов в пучке.

Недостатком обычно применяемых ионизационных камер является ограничение верхнего предела плотности потока, связанное с объемной рекомбинацией ионов V , и трудность расчета этого ограничения для импульсного излучения с длительностью импульсов, соизмеримой с временем собирания ионов. Целью настоящей работы было преодоление упомянутых трудностей и разработка модели ионизационной камеры, пригодной для мониторинга первичного пучка протонов, выведенных из фазотрона ЛЯП ОИЯИ в импульсном режиме и в режиме с временной растяжкой.

Согласно теории объемной рекомбинации^{/2/}, эффективность собирания ионов в плоско-параллельной ионизационной камере при постоянной во времени скорости ионизации определяется формулой:

$$f = \frac{2}{a} (\sqrt{1 + a} - 1), \quad /1/$$

где $a = 2ad^4q/3ek_1k_2U^2$; d - межэлектродное расстояние; U - напряжение между электродами; q - плотность ионообразования; α - коэффициент рекомбинации; e - заряд электрона; k_1, k_2 - подвижности соответственно положительных и отрицательных ионов.

При выводе формулы было принято, что ионизация равномерна по объему газа, что можно пренебречь диффузией и влиянием рекомбинации на пространственный заряд и что все освобожденные электроны успевают создать отрицательные ионы. Формула хорошо подтверждается экспериментальными данными при плотности ионо-

образования до 10^{-7} Кл/см²с, полученными с помощью ионизационных камер, у которых межэлектродное расстояние было порядка нескольких миллиметров. Для выведенного протонного пучка фазотрона импульсная плотность ионообразования в воздухе в несколько сот раз выше. Поэтому требуемое межэлектродное расстояние, рассчитанное согласно формуле /1/, для мониторинговой камеры фазотрона не должно превышать нескольких сот микрометров. Однако допущения, сделанные при выводе формулы /1/, не гарантируют ее справедливости при временах собирания ионов, соответствующих малым /меньше 1 мм/ межэлектродным расстояниям; желательна проверка на реальной модели ионизационной камеры.

Была сконструирована камера с межэлектродным расстоянием 0,8 мм, схематически представленная на рис. 1. Рабочим газом являлся атмосферный воздух. Электроды камеры 1 изготавливались из алюминиевой фольги толщиной 6 мкм, натянутой на кольцевой изолирующий каркас 2. Каркасы концентрически установлены на основании 3, являющемся одновременно охранным кольцом. Заряд снимался с внутреннего электрода, напряжение подавалось на внешние по токоподводам 4. Благодаря применению охранного кольца темновой ток камеры при напряжении 800 В, перед установкой камеры в пучке протонов, не превышал долей пикоампера. Такое низкое значение темнового тока дает возможность использовать камеру при токе протонов в пучке на 5-6 порядков меньше номинального, что может оказаться полезным для проведения абсолютной градуировки камеры с помощью счетных методик, например, методом ядерных эмульсий^{/3/}. Изменение межэлектродного расстояния за счет действия сил электрического поля оказалось несущественным: отрицательный наклон плато вольтамперной ха-

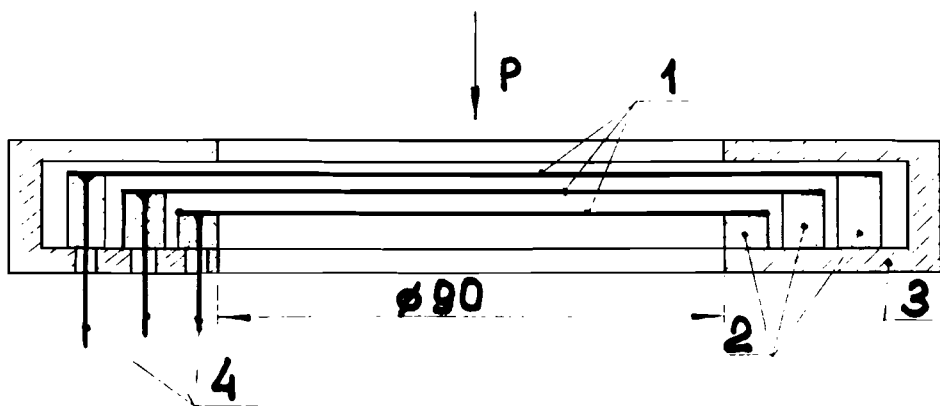


Рис. 1. Устройство мониторинговой камеры.

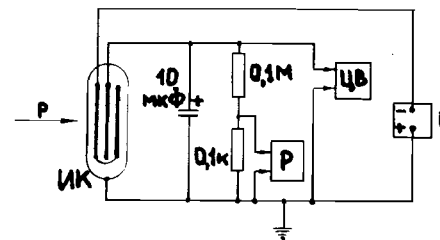


Рис. 2. Схема подключения камеры.

рактеристики при низкой интенсивности излучения не превышал 1%/кВ.

Для проверки камеры в эксплуатационных условиях она была установлена в пучке протонов, в свободном воздушном промежутке, на расстоянии ~ 6 м от выходного окна фазотрона непосредственно за мезонной станцией. Пучок полностью охватывался рабочей поверхностью камеры. Ток ИК регистрировался с помощью само-

писца Р и цифрового вольтметра ЦВ /рис. 2/, находящихся в пультовом помещении медицинских пучков, откуда также подавалось на камеру напряжение питания U. Рабочее сопротивление нагрузки шунтировалось достаточно большой емкостью с целью уменьшения влияния наводок.

На рис. 3 представлены экспериментальные и расчетные вольтамперные характеристики /ВАХ/ камеры при прохождении через нее пучков протонов в импульсном режиме /средний ток протонов $I_p = 1$ мкА/ и в режиме работы ускорителя с временной растяжкой пучка / $I_p = 0,6$ мкА/.

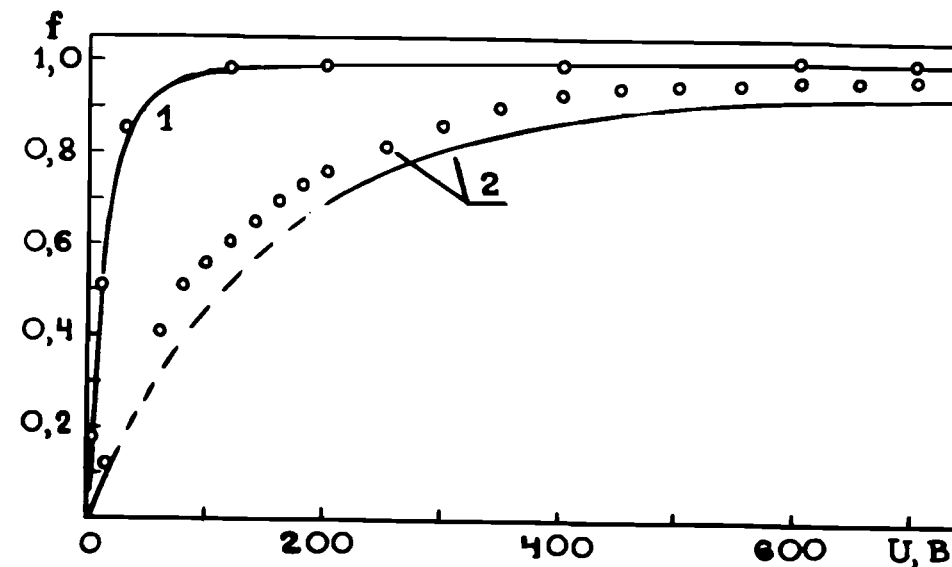


Рис. 3. Вольтамперные характеристики. 1 - пучок с растяжкой, 2 - без растяжки; сплошные кривые - расчет по формуле /1/, кружочки - эксперимент.

Во время измерений ВАХ проводилось мониторинг интенсивности по вторичному излучению в процедурной кабине медицинского пучка, а также измерялось абсолютное значение тока пучка протонов с помощью активационных детекторов из алюминиевых фольг по реакции $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$. Численное значение сечения этой реакции принято равным 11 мб /см., например, $^{4/}$.

Ток насыщения ИК определялся методом экстраполяции обратного значения тока как функции обратного квадрата напряжения, прикладываемого к камере.

Расчет эффективности собирания ионов в режиме с растяжкой велся по формуле /1/, причем плотность ионообразования принималась равной средней за время действия растяжки пучка в течение 85% периода цикла ускорения.

Нетрудно показать, что пространственным распределением плотности ионообразования при расчетах эффективности собирания ионов пренебречь нельзя. Поэтому с помощью активационных детекторов были измерены плотности распределения тока растянутого и нерастянутого пучков протонов. Эти распределения с точностью до ошибок измерений /15% / и шага разбиения /5мм/ оказались одинаковыми. На рис. 4 представлены сглаженные распреде-

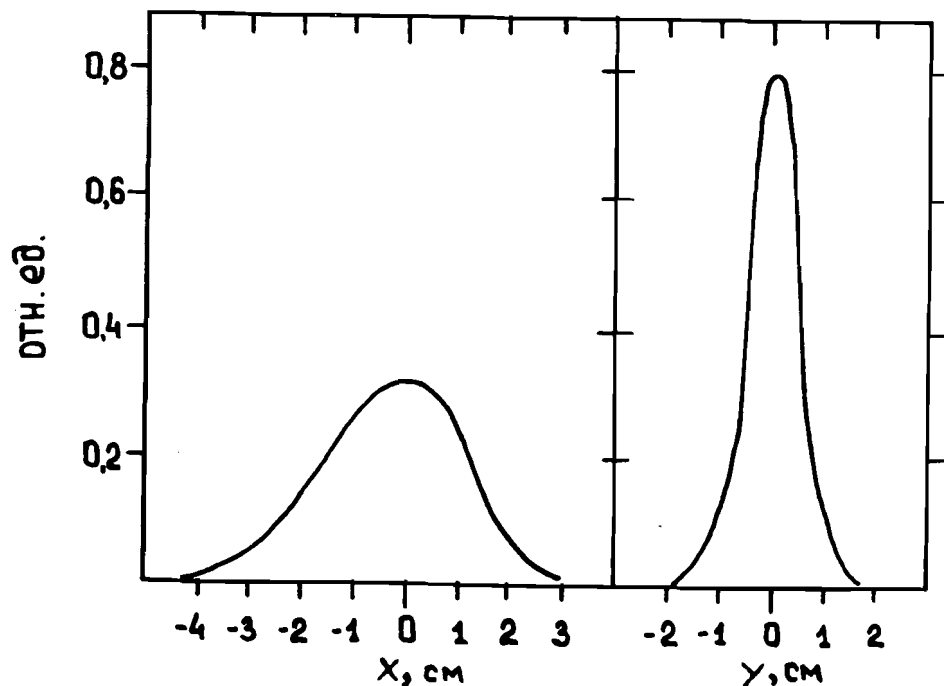


Рис. 4.

ления плотности потока протонного пучка по горизонтальной и вертикальной осям в плоскости, перпендикулярной оси пучка. Для расчетов эффективности использовались укрупненные данные, сведенные в табл. 1

Таблица 1

Распределение плотности потока протонного пучка для $I_p = 1$ мкА

Номер зоны пучка	Площадь зоны пучка, см ²	Плотность тока в зоне, мкА/см ²	Доля тока в зоне, %
1	2	0,22	43,6
2	2	0,115	22,8
3	6	0,045	26,7
4	14	0,005	6,9

Как видно из рис. 3, экспериментальные точки хорошо совпадают с расчетной характеристикой эффективности собирания ионов при выводе пучка в режиме с растяжкой.

В импульсном режиме вывода /без растяжки/ расчет эффективности собирания ионов при напряжении $U > 200$ В проводился также по формуле /1/, но плотность ионообразования q принималась такой, какая имеет место во время импульса излучения, а не усредненной по всему времени цикла. Обоснованием такого подхода является сопоставление времени собирания ионов в камере с длительностью импульса: при напряжении > 200 В время перекрытия ионов не превышает 10 мкс и полностью укладывается в длительность импульса протонов $t \approx 50$ мкс/. При напряжении < 20 В время перекрытия ионов становится существенно меньше длительности импульса и расчет эффективности собирания ионов проводился по другой формуле $^{5/}$, здесь не обсуждаемой ввиду малого практического значения этой области напряжений в рассматриваемом случае. Как видно из рис. 3, экспериментальные точки при импульсном выводе лежат выше характеристики, рассчитанной по формуле /1/. Одной из причин расхождения может быть недостаточный учет импульсного характера излучения, в частности, формы импульса и тонкой временной структуры пучка. Однако количественная оценка этих факторов не позволяет полностью объяснить расхождение. Другой причиной может быть недостаточная справедливость формулы /1/ при межэлектродных расстояниях меньше 1 мм, ввиду возможности собирания электронов, которые не успели образовать отрицательных ионов.

Мы попытались на основе экспериментальных значений эффективности f оценить вклад β свободных электронов по формуле

$$f = \frac{\beta}{2} + f'(1 - \frac{\beta}{2}), \quad /2/$$

где β - доля электронов, не образующих отрицательные ионы; величина f' рассчитывается по формуле /1/, в которой вместо величины a используется $a' = (1 - \beta)a$. При этом для простоты вычислений полагалось, что эффективность сбора электронов равняется единице. Результаты вычислений выборочных значений β приведены в табл. 2. В ней же представлены значения свободного пробега электронов λ , рассчитанные согласно формуле:

$$\beta = \frac{\lambda}{d} [1 - \exp(-d/\lambda)], \quad /3/$$

где d - межэлектродное расстояние.

Сравнение полученных нами значений λ с данными работы /6/ для влажного воздуха показывает их неплохое согласие, что дает основание надеяться на правомерность оценок β и тем самым дает возможность введения соответствующей поправки при расчете эффективности собирания ионов.

Таблица 2

U, В	100	200	300	400	500
f	0,56	0,765	0,875	0,93	0,95
β	0,22	0,22	0,28	0,32	0,27
λ , мм	0,18	0,18	0,23	0,24	0,23

Отношение тока насыщения камеры к току проходящих через нее протонов, характеризующее чувствительность камеры, может быть определено по формуле:

$$k = L d \rho n / W, \quad /4/$$

где L - средняя линейная энергия протона и частиц, сопутствующих пробегу протона в воздухе камеры; ρ - плотность воздуха;

n - число межэлектродных промежутков; W - энергия ионообразования /для воздуха $W \approx 34$ эВ/.

Точность определения чувствительности камеры по формуле /4/ ограничена трудностью оценки величины L , которая отличается от тормозной способности S протонов в воздухе прежде всего в связи с возможным неполным равновесием дельта-электронов, а также наличием продуктов ядерных реакций, происходящих в воздухе и в материале электродов. Если принять $L = S$, то рассчитанная по формуле /4/ чувствительность $k = 12 \pm 1$. Экспериментальное значение чувствительности, полученное как отношение непосредственно измеренного значения тока ИК к току протонов, определенному по активности алюминия, составляет $k = 15 \pm 1,5$. Оба значения /экспериментальное и расчетное/ близки. Однако ввиду неправомерности замены линейной энергии в формуле /4/ тормозной способностью протонов, следует отдать предпочтение экспериментальному методу, т.е. градуировке ИК, например, активационными или, более точно, счетными методами /3/. При определении градуировкой абсолютной чувствительности не требуется знания ни эффективной линейной передачи энергии, ни точного значения межэлектродного расстояния. Однако плотность воздуха должна учитываться, поэтому необходимо измерять атмосферное давление и температуру воздуха. Для определения температуры непосредственно в ИК удобно воспользоваться термистором, помещенным внутри камеры.

Чувствительность камеры может зависеть от количества материала, находящегося перед ней, т.е. и от места положения камеры. Поэтому определение чувствительности ИК должно проводиться в тех же условиях, в каких предполагается ее эксплуатация.

В пучке протонов камера активируется. После месячной эксплуатации ток камеры за счет ионизации продуктами активации возрос до 15 пА, что еще на 6 порядков ниже тока, измеряемого при прохождении пучка протонов, и практически не сказывается на точности измерений.

Из проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

1. Для мониторинга тока первичного пучка протонов, выведенных из фазотрона ОИЯИ, возможно использовать тонкостенную ионизационную камеру с межэлектродным расстоянием, не превышающим нескольких сотен микрометров.

2. Расчет эффективности собирания ионов в упомянутой выше мониторинговой камере может быть проведен с помощью классической формулы для непрерывного излучения, причем в случае импульсного вывода без растяжки следует учитывать плотность ионообразования в импульсе излучения и вводить поправку на непосредственное собирание электронов. Для камеры с межэлектродным рас-

стоянием $d = 0,5$ мм ожидаемое значение доли электронной составляющей $\beta \approx 0,4$. Необходимо также учитывать пространственное распределение плотности потока частиц.

3. Ионизационная камера с межэлектродным расстоянием 0,5 мм и напряжением питания 450 В обеспечит практически линейный режим регистрации тока протонного пучка до 100 мкА при выводе с растяжкой и до 5 мкА - без растяжки, при используемом в настоящее время распределении плотности пучка. При высших значениях плотности тока следует учитывать нелинейность, связанную с рекомбинацией ионов, либо применять камеру с еще меньшим межэлектродным расстоянием.

4. Изоляционные материалы, находящиеся в камере даже вне основного пучка, должны обладать высокой радиационной стойкостью /керамика, стипан, полиимидная пленка/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barret P.J. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1975, 129, p.441.
2. Boag J.W., Wilson T. - Brit.J.Appl.Phys., 1952, 3, p.222.
3. Дьяченко В.М. и др. Сообщение ОИЯИ, 13-87-371, Дубна, 1987.
4. Grütter A. - Int.J.Appl.Radiat.Isot., 1982, v.33, p.725.
5. Иванов В.И. Курс дозиметрии. М.: Атомиздат, 1970, с.71.
6. Kuffel E. - Proc.Phys.Soc., 1959, v.74, Pt.3, No 477, p.297.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 февраля 1988 года.

Зельчинский М., Шижкин А.Л.

P13-88-142

Ионизационная камера для мониторинга тока
выведенного пучка протонов на энергии 660 МэВ из фазотрона ОИЯИ

С целью экспериментальной проверки возможности использования ионизационного метода мониторинга тока выведенного протонного пучка фазотрона разработана целая воздушная ионизационная камера /ИК/ с межэлектродным зазором 0,8 мм.

В диапазоне рабочих напряжений 400 + 700 В камера позволит проводить измерения тока с эффективностью собирания ионов не хуже 95% при плотности тока равномерных во времени пучков протонов порядка 10 мкА/см².

Сравниваются экспериментальные и расчетные значения эффективности и чувствительности ИК. Показано, что наблюдаемое расхождение вольтамперной характеристики камеры может быть объяснено вкладом свободных электронов, доля которых для рассматриваемой ИК достигает 30% от первоначально образованных. Экспериментальная чувствительность камеры оказалась близкой к расчетной.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Zielczynski M., Shishkin A.L.

P13-88-142

An Ionization Chamber for the Beam Monitoring
of 660 MeV Protons Extracted from JINR Phasotron

A free air ionization chamber (IC) with an interelectrode spacing of 0.8 mm has been constructed in order to check a possibility of using the ionization method for monitoring the external photon beam of phasotron. Ion collective efficiency of the IC is bigger than 95% when current density of the proton beam is of about 10 мкА/см² and when a voltage applied to the chamber is in the 400 to 700 V range. Experimental and calculated values of the efficiency and the sensitivity of the IC are compared. It is shown that a discrepancy in saturation characteristics of IC can be explained by contribution of free electrons. In the chamber considered the contribution reaches 30% of electron number initially created. An experimental sensitivity of the chamber is close to the calculated one.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988