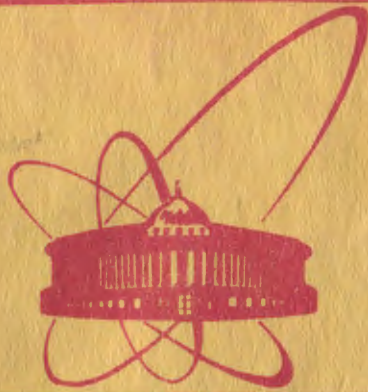


80-535



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5891/2-80

8/12-80
13-80-535

В.Д.Дмитриев, С.М.Лукиянов, Ю.Э.Пенионжкевич,
Д.К.Саттаров

МИКРОКАНАЛЬНЫЕ ПЛАСТИНЫ
В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Направлено в ПТЭ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

Идея создания электронных умножителей с неразделенными диодами была впервые высказана Фарнсворсом в 1930 году^{/1/}. Однако до практической реализации этой идеи понадобилось 30 лет, и только в 1960 году П.К.Ощепковым с сотрудниками^{/2/} в СССР и позднее в США^{/3,4/} и Великобритании^{/5,8/} были опубликованы первые экспериментальные результаты испытания вторичных электронных умножителей.

Дальнейшее развитие технологии позволило разработать и создать электронные умножители в виде микроканальных пластин /МКП/, которые в последние годы нашли широкое применение в различных областях науки и техники, в частности, в оптико-физическом приборостроении, ядерно-физических исследованиях, астрономии, химии, медицине и т.д.^{/7-18/}.

В настоящее время на основе МКП разработаны электронно-оптические преобразователи /ЭОПы/, фотоэлектронные умножители /ФЭУ/, широкополосные электронно-лучевые трубки, детекторы различных видов излучения /фотонов в широком диапазоне энергий, электронов, протонов и более тяжелых заряженных частиц в области энергий до сотен кэВ/, позиционно-чувствительные детекторы, временные отметчики для измерения скоростей продуктов ядерных реакций и другие приборы.

В данной работе дается краткий обзор существующих к настоящему времени результатов исследований различных характеристик МКП и их применение в экспериментальной ядерной физике.

2. КОНСТРУКЦИЯ МИКРОКАНАЛЬНЫХ ПЛАСТИН И ПРИНЦИП ИХ ДЕЙСТВИЯ

МКП представляет собой диск, изготовленный из свинцового стекла толщиной /0,5-1/ мм и диаметром до 60 мм, состоящий из большого количества цилиндрических каналов /до 10^7 /. Количество микроканалов в МКП зависит от величины диаметра каналов и размеров самой пластины. Изготавливаемые в настоящее время МКП могут иметь каналы диаметром от 10 до 50 мкм при расстоянии между каналами 20-60 мкм. Таким образом, прозрачность пластины обычно составляет 70%. Существует несколько различных способов изготовления МКП: методом вытяжки полых трубок, ме-

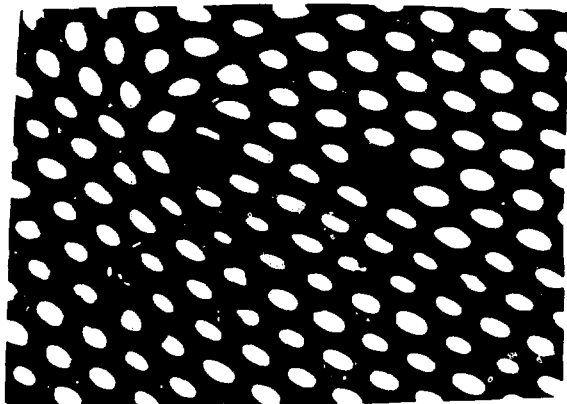


Рис. 1. Фотография поверхности МКП, сделанная через микроскоп.

тодом вытравливания опорной жилы и методом спекания керамической основы. Рабочие характеристики МКП могут несколько меняться в зависимости от технологии их изготовления. Для обеспечения электрического контакта на внешние поверхности МКП методом вакуумного распыления наносятся тонкие слои Cr или Ni-Cr . Обычно сопротивление торцевых контактных электродов составляет несколько десятков Ом. На внутренней поверхности микроканалов в ре-

зультате термоводородной обработки образуется высокоомный полупроводниковый слой ^{/19,20/}, имеющий высокий коэффициент эмиссии вторичных электронов ($1 < \sigma < 2,5$). Более подробно технология изготовления МКП описана в работах ^{/7,8,10,21/}. Фотография поверхности МКП представлена на рис. 1.

Регистрация излучения с помощью МКП осуществляется следующим образом: фотон или какая-либо другая частица, попадая в микроканал, выбивает из его стенки вторичные электроны, которые ускоряются электрическим полем и умножаются в процессе последовательных соударений со стенками канала. Электрическое поле в канале создается за счет высокой разности потенциалов между контактными поверхностями МКП. Наличие высокоомного слоя на внутренней стенке микроканала обеспечивает градиент электрического поля вдоль него. Градиент поля и диаметр канала выбирают таким образом, чтобы между двумя последовательными соударениями со стенками микроканала происходило ускорение вторичных электронов до энергий ~ 50 эВ. При коэффициенте эмиссии электронов в каждом каскаде умножения вторичных электронов $1,2 \leq \sigma \leq 2$ рабочее напряжение $U \approx 1$ кВ позволяет достичь усиления сигнала $G \sim 10^4$. Процесс умножения вторичных электронов в канале МКП схематически показан на рис. 2.

Вследствие того, что длина каналов МКП мала, время усиления первичного сигнала и фронт нарастания составляют соответственно ~ 1 нс и $\sim 100-200$ пс ^{/22/}, что значительно меньше, чем у других детекторов со сравнимыми коэффициентами усиления. Это свойство МКП нашло широкое применение при создании приборов, обла-

дающих высоким временным разрешением. Малая величина диаметра канала МКП / $d \approx 10 \text{ мкм}$ / и высокая однородность структуры пластины позволяют достигать высокого пространственного разрешения при детектировании различных видов излучения.

3. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МКП

а/ Коэффициент усиления

Под действием электрического поля электрон, вылетающий из любой части поверхности микроканала, двигаясь по параболической траектории, попадает на противоположную стенку канала и выбивает вторичные электроны. Далее начинается процесс каскадного умножения электронов, в этом случае коэффициент усиления МКП /так же, как и в случае фотоэлектронных умножителей с разделенными диодами/ определяется выражением:

$$G = \sigma^n,$$

где σ - средний коэффициент вторичной эмиссии электронов, n - число каскадов усиления.

Величины " σ " и " n " зависят от материала эмиссионного слоя, напряжения, прикладываемого к МКП, и от величины калибра МКП a . В работе /8/ получено выражение для величины коэффициента усиления в предположении, что вторичная эмиссия происходит перпендикулярно стенке микроканала:

$$G = \left[\frac{AU}{2a\epsilon_0} \right]^{1/2} \epsilon_0 a^2 / U,$$

где a - калибр МКП, т.е. отношение длины канала к его диаметру, ϵ_0 - начальная энергия вылетевшего вторичного электрона,

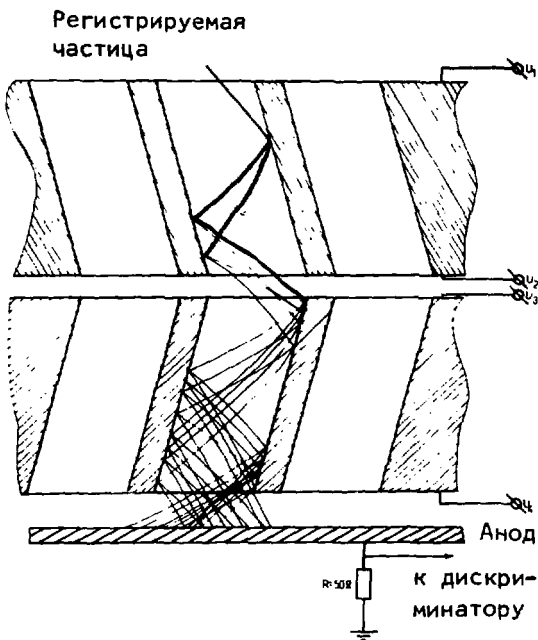


Рис.2. Схематическое изображение процесса умножения вторичных электронов в канале МКП.

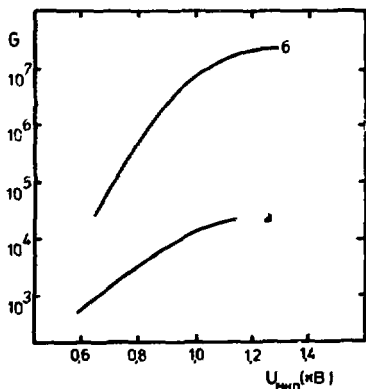


Рис. 3. Зависимость величины коэффициента усиления от напряжения, прикладываемого к пластине:
 а/ усиление одной МКП,
 б/ усиление сборки из двух МКП.

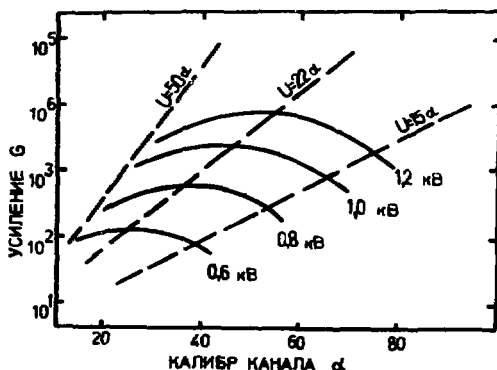


Рис. 4. Зависимость величины коэффициента усиления от калибра МКП при различных рабочих напряжениях.

A - некоторая константа в выражении, связывающем величину коэффициента вторичной эмиссии с энергией вторичного электрона $\epsilon_{в.э.}$ ($A \approx 0,2$)

$$\sigma = A \epsilon_{в.э.}^{1/2}$$

Наибольшее усиление на МКП достигается в том случае, когда на вход и выход МКП подаются отрицательные потенциалы, а между выходным контактом пластины и коллектором приложено напряжение в несколько сотен вольт^{/23/}. Экспериментальная зависимость коэффициента усиления от величины приложенного к МКП напряжения для пластины с диаметром каналов $d = 40$ мкм и калибром $\alpha = 40$ представлена на рис. 3а^{/24/}, из которого видно, что с увеличением напряжения коэффициент усиления быстро растет и достигает величины $\sim 10^4$ при $U = 1,0-1,1$ кВ. Причины, ограничивающие дальнейшее увеличение коэффициента усиления, будут рассмотрены ниже.

При увеличении напряжения на МКП, с одной стороны, происходит увеличение коэффициента вторичной эмиссии вследствие роста энергии вторичных электронов $\epsilon_{в.э.}$, с другой - из-за увеличения их энергии уменьшается число соударений со

стенками каналов, т.е. уменьшается число каскадов умножения "n". Таким образом, достигается оптимальное соотношение между величиной калибра МКП α и прикладываемой к МКП разностью потенциалов U . На рис. 4 представлены зависимости величины коэффициента усиления при различных значениях U от калибра МКП. Из рисунка видно, что максимальный коэффициент усиления достигается при выполнении соотношения $U = 22\alpha^{1/7.25}$. Согласно данным работы /10/, экстремум зависимости G от α определяется несколько другим соотношением: $U = 16,5\alpha$. Однако, как видно из рис. 4, зависимость коэффициента усиления от калибра МКП в области максимальных значений довольно слабая, и некоторое отклонение калибра от оптимального значения не приводит к заметному уменьшению коэффициента усиления.

Следует заметить, что количество вторичных электронов, выбиваемых из стенки канала, сильно флуктуирует, и поэтому, когда речь идет о величине коэффициента усиления, имеется в виду среднее значение G . Величина коэффициента усиления может изменяться для разных МКП в зависимости от технологии их изготовления. Кроме того, неточности в изготовлении калибра или дефекты эмиссионного слоя микроканалов могут приводить к изменению коэффициента усиления в пределах одной пластины в зависимости от места попадания первичной частицы /23/.

Представленная на рис. 3а зависимость коэффициента усиления одной МКП показывает, что максимальное значение достигает величины 10^4 . Одной из причин, вызывающих ограничение коэффициента усиления, является появление ионной обратной связи при больших значениях G у МКП с прямыми каналами. Влияние ионной обратной связи заключается в следующем: лавина вторичных электронов на выходе из микроканала взаимодействует с молекулами остаточного газа, адсорбированного стенками каналов, и ионизирует их.

Под действием электрического поля положительные ионы дрейфуют в канал МКП, ускоряются, и, сталкиваясь со стенкой канала, выбивают вторичные электроны, которые умножаются и дают шумовые импульсы /постимпульсы/. Один из способов борьбы с ионной обратной связью заключается в улучшении рабочего вакуума, который должен быть выше 10^{-5} Торр. Кроме того, подавление обратной ионной связи может быть осуществлено с помощью конструктивных мер, в частности, путем искусственного уменьшения пути дрейфа положительного иона в канале, так, чтобы он не успевал приобрести энергию, достаточную для выбивания вторичных электронов из стенки микроканала. Это может быть достигнуто несколькими способами. Один из них - изготовление МКП с изогнутыми каналами. Характеристики МКП с каналами, изогнутыми в виде J и C, подробно описаны в работах /26,27/. Согласно

экспериментальным исследованиям, такие МКП позволяют достигать усиления $6 \cdot 10^8$ при $U \approx 1300$ В без появления заметной ионной обратной связи.

Другой способ борьбы с ионной обратной связью предложен в работе /28/. Он заключается в создании электростатического поля внутри канала, направление которого составляет некоторый угол с его осью. В результате этого положительный ион попадает на стенку значительно раньше, чем успевает приобрести необходимую энергию. Для создания такого электростатического поля необходимо выполнение двух условий: 1/ каналы должны располагаться под некоторым углом к поверхности пластины, 2/ ток по стенке канала должен идти параллельно оси канала. Параллельность тока достигается введением изолирующих полос, расположенных вдоль стенки канала. Коэффициент усиления, полученный в этой работе, составлял $\approx 10^7$.

Наиболее широкое распространение получил метод борьбы с ионной обратной связью, заключающийся в изготовлении сборок из нескольких МКП /22,29,30/. Для изготовления сборок используются либо две МКП, каналы которых расположены под углом 5-8 градусов относительно нормали к поверхности пластины, либо в первой пластине каналы ориентированы перпендикулярно поверхности, а во второй составляют с нормалью к поверхности угол 10-15° /"шевронная" конфигурация/. Используются также сборки из трех пластин, причем средняя МКП имеет каналы, ориентированные под углом к поверхности, а в крайних МКП каналы направлены перпендикулярно к поверхности МКП /Z-конфигурация/. С помощью таких конструкций можно получать коэффициент усиления $10^7 - 10^8$.

На рис.36 представлены зависимости коэффициента усиления МКП от величины приложенного напряжения. Из рисунка видно, что с увеличением рабочего напряжения коэффициент усиления сначала быстро растет, затем его рост замедляется, и наступает насыщение. Это явление обусловлено образованием большого пространственного заряда на выходе канала МКП, который искажает электрическое поле в канале и препятствует эмиссии вторичных электронов из стенки канала. Соударения электронов со стенкой не приводят более к увеличению полного числа вторичных электронов, и в процессе их умножения наступает динамическое равновесие. Явление насыщения по коэффициенту усиления характеризуется изменением формы амплитудного распределения импульсов на выходе МКП.

б/ Амплитудное распределение импульсов

Статистический характер процесса умножения вторичных электронов в МКП обуславливает флуктуации величины коэффициента

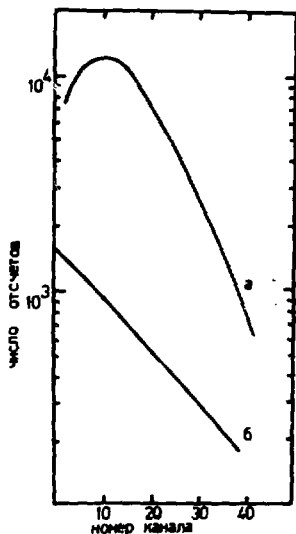


Рис. 5. Амплитудный спектр импульсов на выходе МКП а/ в режиме "насыщения", б/ в "ненасыщенном" режиме.

усиления G . Это, в частности, приводит к тому, что амплитудное распределение импульсов на выходе МКП, работающей в ненасыщенном режиме, описывается экспонентой с отрицательным показателем. Типичный амплитудный спектр в ненасыщенном режиме представлен на рис. 5б. Как отмечалось выше, при увеличении напряжения все микроканалы работают примерно в одинаковом режиме, и амплитудное распределение по своей форме становится близким к гауссовскому /рис. 5а/. Подобное амплитудное распределение получается при использовании МКП с коэффициентом усиления $G > 10^6$ /МКП с каналами в форме j и $C^{/27,81'}$, "шевронные" сборки/. В случае "шевронной" сборки микроканалы второй МКП работают в режиме насыщения, поскольку каждый канал возбуждается большим количеством электронов, вылетающих из первой МКП.

При этом полуширина амплитудного распределения сильно зависит от величины зазора между пластинами,

а также от разности потенциалов между выходным контактом МКП-1 и входным контактом МКП-2 ($U_{2,3}$). Так, например, при изменении ширины зазора между пластинами от 150 до 50 мкм полуширина амплитудного распределения уменьшается от 170 до /120-130/%, причем коэффициент усиления уменьшается от $4 \cdot 10^7$ до $1/2 \cdot 10^{7/81}$. Более чувствительна полуширина амплитудного распределения к изменению разности потенциалов $U_{2,3}$. Увеличение величины напряжения $U_{2,3}$ от нуля до 700 В приводит к уменьшению полуширины от 150 до 60% ^{/81/}.

Описанное изменение полуширины амплитудного распределения объясняется тем, что при увеличении напряжения $U_{2,3}$ происходит уменьшение количества возбуждаемых каналов МКП-2, вследствие того, что пространственное распределение электронов, вылетающих из МКП-1, становится более узким. Так, например, при увеличении потенциала $U_{2,3}$ от нуля до 100 В число каналов, возбуждаемых в МКП-2, уменьшается в 3 раза ^{/81/}. Средний коэффициент усиления "шевронной" сборки будет вследствие этого несколько уменьшаться, в то же время каждый канал МКП-2 будет

возбуждаться в 3 раза большим количеством электронов, что приводит к установлению режима насыщения работающих каналов МКП-2 и, следовательно, к более узкому амплитудному распределению выходных импульсов. Измерения ширины амплитудного распределения импульсов на выходе МКП с изогнутыми каналами, выполненные в работе ^{127/}, показали, что в этом случае удается получить полуширину /35-50%. Следует отметить, что этот фактор является весьма существенным, поскольку более узкое, в достаточной степени отличное от шумов амплитудное распределение импульсов позволяет предъявлять менее жесткие требования к динамическому диапазону дискриминаторов, используемых для выделения полезных импульсов над уровнем шумов ^{/81/}.

в/ Темновой ток

Важной характеристикой чувствительности МКП к иницирующему излучению являются собственные шумы, т.е. величина темнового тока. Уровень шумов в МКП принято характеризовать либо количеством импульсов темнового тока на единицу площади пластины в единицу времени, либо плотностью темнового тока J_T . Исследования зависимости темнового тока МКП от величины прикладываемой к МКП разности потенциалов показывают, что J_T увеличивается с ростом напряжения, причем характер зависимости указывает на то, что основной вклад в собственные шумы МКП обусловлен явлением автоэлектронной эмиссии, а вклад термоэлектронной эмиссии, который в случае ФЭУ играет основную роль, очень мал ^{/32/}. Обычно величина плотности темнового тока при рабочих напряжениях питания МКП составляет $10^{-13} - 10^{-14}$ А/см². На рис. 6 представлены зависимости величины плотности темнового тока и коэффициента усиления МКП от разности потенциалов на пластине, полученные в работе ^{/32/}.

Измерения темнового тока микроканальных пластин с изогнутыми каналами показали, что уровень собственных шумов составлял 1 имп/см²с при усилении $G \approx 10^5$ и 50 имп/см²с при усилении $2 \cdot 10^6$ ^{/28/}. Согласно данным работы ^{/10/}, темновой ток для "шевронной" сборки при усилении $G = 10^7$ составляет ~ 1 имп/см²с. Амплитудное распределение шумовых импульсов описывается отрицательной экспонентой. Столь малый уровень собственных шумов МКП позволяет использовать их при регистрации одиночных событий, при наблюдении слабосветящихся объектов и т.д.

г/ Мертвое время

Мертвое время МКП обусловлено временем рекомбинации пространственного положительного заряда, образующегося на выходе

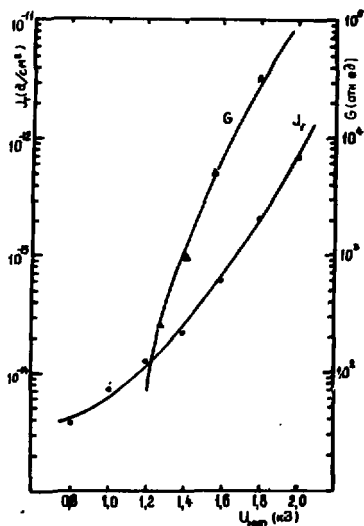


Рис. 6. Зависимость плотности темнового тока и величины коэффициента усиления МКП от прикладываемой к МКП разности потенциалов.

канала и приводящего к потере чувствительности. Зная сопротивление и емкость МКП, можно из общих соображений оценить время, необходимое для восстановления чувствительности канала. Для МКП типа ГОИ-Т30 сопротивление пластины составляет обычно $3 \cdot 10^8 \text{ Ом}$, а емкость $\approx 25 \text{ пФ}$. Пластина с диаметром 34 мм содержит обычно $5 \cdot 10^6$ каналов диаметром 11 мкм. Таким образом, сопротивление и емкость каждого канала составляют соответственно $\sim 1,5 \cdot 10^{15} \text{ Ом}$ и $\sim 5 \cdot 10^{-6} \text{ пФ}$. Так как процесс умножения вторичных электронов в канале имеет каскадный характер, то, используя соотношение, связывающее коэффициент усиления МКП с величиной коэффициента вторичной эмиссии и числом каскадов умножения и предполагая, что $G \approx 10^7$ и $\sigma \sim 1,5$, нетрудно получить, что более 90% пространственного заряда распределены на 15-20% длины канала. Таким образом, рассматривая постоянную разряда эквивалентной емкости

$C_k = 2,5 \cdot 10^{-17} \text{ Ф}$ через сопротивление $1,5 \cdot 10^{15} \text{ Ом}$, получим мертвое время канала $\tau_M \approx 3,75 \cdot 10^{-2} \text{ с}$.

В работе ^{10/} для МКП с $R_k = 2,75 \cdot 10^{14} \text{ Ом}$ и $C_k \cdot \text{эвк} \approx 7,4 \cdot 10^{-17} \text{ Ф}$ / $d = 25 \text{ мкм}$ / мертвое время канала было оценено $\tau_M \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}$. Согласно результатам работы ^{10/}, время восстановления чувствительности канала линейно зависит от величины диаметра канала d и определяется соотношением $\tau_M = kd$, где k - константа, характеризующая тип МКП и зависящая от величины отношения эффективной поверхности МКП к ее полной поверхности, а также от диэлектрической постоянной материала, из которого изготавливается МКП. Линейный характер зависимости τ_M от диаметра канала подтверждается также результатами работы ^{13/}, где для МКП с диаметром каналов $d = 100 \text{ мкм}$ было получено $\tau_M = 8 \cdot 10^{-3} \text{ с}$, что удивительно согласуется с результатом $\tau_M = 20 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ для пластин с $d = 25 \text{ мкм}$ и $\tau_M = 38 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ для МКП с диаметром каналов $d = 11 \text{ мкм}$.

Несмотря на столь большое мертвое время канала, то обстоятельство, что МКП содержит $10^6 - 10^7$ каналов и каждый канал функционирует как самостоятельный умножитель, позволяет использовать МКП при нагрузках 10^8 Гц при условии, что первичное излучение равномерно распределяется по поверхности МКП. Таким образом, в этом случае мертвое время всей МКП будет составлять 10^{-7} с.

д/ Срок эксплуатации МКП

Ресурс рабочего времени МКП определяется, с одной стороны, разрушением эмиссионного слоя на стенке канала в процессе умножения электронов, с другой - уменьшением содержания калия в поверхностном слое стенки канала, что приводит к ухудшению его рабочих характеристик.^{/34/} К сожалению, в настоящее время этот вопрос исследован недостаточно, и имеющиеся экспериментальные результаты весьма противоречивы. Согласно данным работ^{/34-37/}, в которых изучалось время жизни МКП в рабочих условиях, коэффициент усиления начинает уменьшаться после достижения некоторой интегральной загрузки. Так, например, в^{/37/} при интегральной нагрузке $2 \cdot 10^{10}$ имп/мм² наблюдалось уменьшение коэффициента усиления на 20%, в работах^{/34,38/} при чуть большей нагрузке уменьшение коэффициента усиления составило ~50%. Однако, по данным^{/38/}, при работе МКП в течение 7800 ч с нагрузкой $3 \cdot 10^{-12}$ а/см² /что соответствует интегральной нагрузке $\sim 6 \cdot 10^{12}$ имп/мм²/ не было обнаружено какого-либо уменьшения коэффициента усиления.

4. РЕГИСТРАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

а/ Регистрация электромагнитного излучения

Как известно, основным механизмом поглощения мягкого рентгеновского и ультрафиолетового излучения элементами с большими Z является фотоэффект. Таким образом, рабочая поверхность МКП, содержащая большое количество свинца (~50%), является хорошим фотокатодом в области длин волн падающего излучения от 300 до 2000 А. Поэтому микроканальные пластины нашли широкое применение в качестве детекторов рентгеновского и ультрафиолетового излучения.

Одной из важнейших характеристик детектора является его эффективность регистрации ϵ . Вероятность регистрации фотона с энергией E определяется вероятностью его поглощения в таком объеме, чтобы образовавшиеся фотоэлектроны могли диффундировать на поверхность канала. Следовательно, эффективность ре-

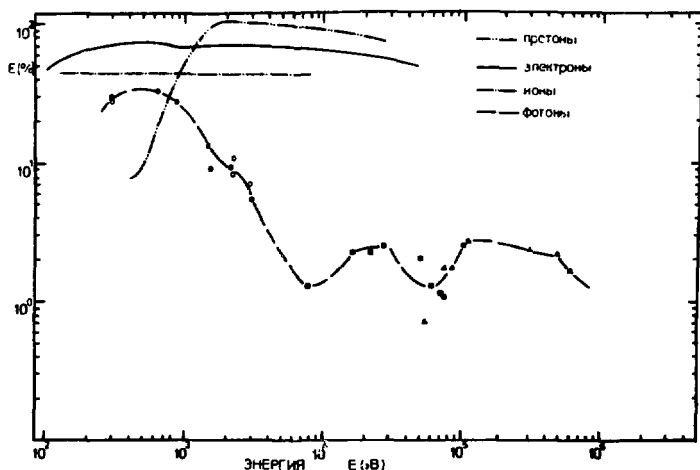


Рис. 7. Эффективность регистрации в зависимости от энергии регистрируемого излучения. ●, ○ - данные из работы /44/, ○ - с фотокатодом, ● - без фотокатода, ▲ - данные из работы /42/, ■ - данные из работы /45/. Зависимости эффективности регистрации электронов, протонов и ионов приведены на основании результатов работ /15,23,52-59/.

гистрации как функцию энергии E падающего фотона можно выразить следующим образом:

$$\epsilon = 1 - \exp[-\mu(E)R(E)],$$

где $\mu(E)$ - коэффициент линейного поглощения фотона, $R(E)$ - пробег электрона /предполагается, что энергия электрона равна энергии фотона/. Принимая зависимость $\mu(E) \sim E^{-7/2}$ и $R(E) \sim E^{3/2}$ /39,40/, получаем $\epsilon(E) = 1 - \exp[-E^2] \sim E^{-2}$. Таким образом, эффективность регистрации фотонов должна уменьшаться с ростом энергии.

Стекло, из которого изготавливаются микроканальные пластины, содержит в себе много компонентов, спектральная чувствительность которых неодинакова, что приводит к отклонениям зависимости ϵ от закона E^{-2} .

Измерения эффективности регистрации электромагнитного излучения с помощью ПКП в широком диапазоне энергии проводились различными авторами /40-45/. На рис.7 представлены результаты измерения зависимости эффективности регистрации от энергии фотонов в диапазоне энергий от 0,3 до ~600 кэВ, полученные в работах /42,44,45/. Из рисунка видно, что эффективность ре-

гистрации уменьшается с ростом энергии от $\epsilon = 30\%$ при $E_{\phi} = 0,8$ кэВ до $\epsilon = 1\%$ при энергиях $E_{\phi} = 100-600$ кэВ.

Эффективность регистрации электромагнитного излучения с помощью МКП можно повысить различными способами в зависимости от энергетического диапазона регистрируемого излучения. Один из способов увеличения эффективности регистрации фотонов в области видимого, ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения - нанесение на поверхность МКП в виде тонкого слоя вещества с определенной спектральной чувствительностью /CsI, BaF₂ и др./^{/46-48/}. На рис.7 в качестве примера показаны зависимости эффективности регистрации в области энергий фотонов 0,3-3 кэВ с помощью МКП без фотокатода и МКП, с нанесенным тонким слоем /1000Å/ MgF₂^{/44/}. Видно, что нанесение фотокатода позволяет увеличить эффективность регистрации для $E_{\phi} = 1,5$ кэВ в среднем примерно на 35%. В работе^{/49/} удалось увеличить эффективность до 65% при $E_{\phi} = 1,48$ кэВ с помощью использования фотокатода из BaF₂. Предполагается, что можно увеличить эффективность регистрации в области энергий 12-80 кэВ, если использовать в качестве фотокатода вещество с отрицательным средством к электрону^{/50/}.

Повышение эффективности регистрации может быть достигнуто также путем изготовления МКП из стекла со специальными добавками^{/10/} и МКП с малыми межканальными промежутками, если искусственно увеличивать тем самым вероятность диффузии фотоэлектронов на чувствительную поверхность канала, при регистрации жесткого рентгеновского излучения^{/40/}. Применение в качестве экранов фотокатодов таких веществ, как гадолиний, бор, литий позволяет использовать МКП также для регистрации нейтронов^{/51/}.

Эффективность регистрации электромагнитного излучения зависит также от угла между направлением движения фотона и осью канала θ . На рис.8 представлена зависимость эффективности регистрации фотонов с энергией 849 кэВ от угла θ . Из рисунка видно, что эффективность регистрации сильно зависит от величины угла и имеет максимум при угле 6° ^{/41,52/}. Эта зависимость объясняется тем, что при малых энергиях фотонов угловое распределение фотоэлектронов имеет максимум в направлении, перпендикулярном движению фотона. Таким образом, наибольший выход фотоэлектронов будет наблюдаться при малых углах падения относительно оси канала. Однако при очень малых углах может происходить отражение фотона от стенок вглубь канала, что приведет к уменьшению коэффициента усиления и ухудшению эффективности регистрации. Поэтому зависимость эффективности регистрации от угла падения θ для фотонов выражена наиболее ярко по сравнению с другими видами излучений.

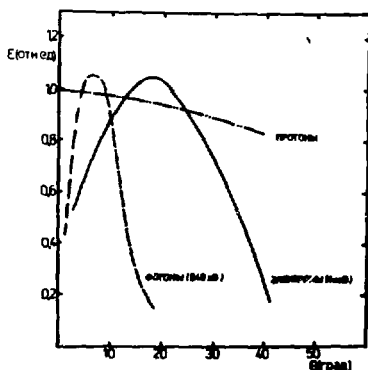


Рис. 8. Эффективность регистрации в зависимости от угла падения регистрируемого кванта или частицы относительно оси канала МКП.

б/ Регистрация заряженных частиц

Наиболее широкое распространение получило использование МКП для регистрации электронов.

При энергиях электронов $0,2 \text{ кэВ} < E < 1 \text{ кэВ}$ эффективность их регистрации в основном определяется прозрачностью пластины, т.е. регистрируются все электроны, попадающие в канал пластины. При этом важное значение имеет угол падения первичного электрона относительно направления канала 52° /см.рис.8/. Если электрон движется параллельно стенке канала, то велика вероятность того, что первое соударение со стенкой произойдет в глубине канала, и коэффициент усиления окажется малым. Низкое усиление обуславливает малую эффек-

тивность регистрации, поэтому целесообразнее в таких случаях использовать две МКП, включенные по схеме "шеvron", тогда первая пластина работает как детектор первичных электронов, а вторая как усилитель.

При увеличении энергии первичных электронов эффективность регистрации растет от 50% при $E \sim 200-300 \text{ эВ}$ до 70% при $E \sim 1 \text{ кэВ}$. Это объясняется тем, что электроны, попадающие в нечувствительный межканальный промежуток, обладают достаточной энергией для выбивания вторичных электронов, которые могут вытягиваться электрическим полем в канал и далее умножаться обычным способом.

При дальнейшем увеличении энергии падающих электронов /десятки кэВ/ эффективность их регистрации начинает снижаться за счет уменьшения коэффициента вторичной эмиссии. Однако это уменьшение не столь значительно, так как электроны с такой энергией могут пересекать несколько каналов до полной остановки, и эффективность регистрации будет определяться суммарной вероятностью образования вторичных электронов при каждом взаимодействии со стенками канала. Так, например, измерение эффективности регистрации электронов от источника ^{60}Co /граничная энергия $\sim 300 \text{ кэВ}$ / дает значение $\epsilon = 60\%$ /23,52-54/.

МКП используют также для регистрации протонов 55 , заряженных ионов вплоть до $W^{15,52,56-59}$ с энергией от единиц до

сотен эВ, с эффективностью 30-50%. Отсутствие входного окна у МКП делает их уникальными детекторами для регистрации положительно заряженных частиц в этой области энергий. С увеличением массы и энергии бомбардирующих частиц амплитудное распределение импульсов на выходе МКП начинает существенно отличаться от гауссовского^{/60/}. Это затрудняет использование МКП для спектрометрии энергичных заряженных частиц. К сожалению, в настоящее время существует мало экспериментальных работ о непосредственной регистрации заряженных частиц с помощью МКП. График зависимости эффективности регистрации от энергии протонов и ионов показан на рис.7.

5. ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ МКП ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЙ

а/ Фотоэлектронные умножители

Хорошие временные свойства микроканальных пластин стимулировали интерес к разработке быстрых фотоэлектронных умножителей на основе МКП. Идея использовать МКП в фотоэлектронных умножителях, высказанная в работах^{/61,62/}, получила широкое распространение. К настоящему времени существует большое количество работ по созданию и применению ФЭУ на основе МКП для различных целей^{/18,36,63-68/}.

Основными достоинствами таких фотоэлектронных умножителей являются малое время переноса электронов от фотокатода к аноду /1-2 нс вместо 30-50 нс для обычных ФЭУ/, малое время нарастания импульса 100-200 пкс^{/22,33/}, хорошая однородность усиления по всей поверхности фотокатода^{/36/}, слабая чувствительность к магнитному полю^{/18,38-70/}.

Однако характеристики ФЭУ на основе МКП отличаются от собственных характеристик МКП. В частности, величина темнового тока ФЭУ значительно выше, чем собственный темновой ток МКП, обусловленный автоэлектронной эмиссией. Это объясняется вкладом термоэлектронной эмиссии с фотокатода. В работе^{/34/} для уменьшения величины темнового тока использовали охлаждение ФЭУ жидким азотом. Показано, что снижение температуры до -100°C уменьшает величину темнового тока более чем в 10 раз. Возможно, что охлаждение ФЭУ будет приводить к увеличению мертвого времени, вследствие возрастания омического сопротивления стенки микроканала при понижении температуры. Согласно данным работы^{/38/}, при охлаждении МКП до температуры 78 К сопротивление микроканалов МКП увеличивается на два порядка; дальнейшее охлаждение до температуры 20 К приводит к увеличению сопротивления еще на порядок. Как показано в^{/34/}, ФЭУ на основе МКП может эффективно работать при нагрузках $\sim 5 \cdot 10^4$ Гц.

Кроме шумов, обусловленных явлениями термо- и автоэлектронной эмиссии, в фотоэлектронных умножителях существует явление ионной обратной связи, вызванное ионизацией остаточного газа в баллоне ФЭУ и испарением атомов с поверхности фотокатода, которые, попадая на поверхность пластины, вызывают появление ложных импульсов. Для уменьшения ионной обратной связи поверхность МКП защищается тонким /350 Å/ металлическим слоем, препятствующим попаданию положительных ионов на МКП /84,71/. Срок службы ФЭУ на основе МКП определяется двумя факторами: деградацией фотокатода и старением МКП. Измерения эффективности регистрации ФЭУ показали, что существует слабая зависимость эффективности от величины напряжения на аноде, и эффективность составляет $\approx 50\%$ /84/.

б/ Позиционно-чувствительные детекторы

Как показано в ряде работ /72-76/, МКП обладают высокой позиционной чувствительностью. Это позволяет использовать МКП в качестве детектора в фокальной плоскости масс-спектрометров /77,78/, а также в других приборах, используемых для изучения пространственных распределений пучков заряженных частиц.

Главное достоинство использования МКП в приборах подобных типов заключается в возможности создания компактных усилителей изображения с большим коэффициентом усиления и высоким пространственным разрешением. Эти приборы можно подразделить на два типа: приборы, в которых начальная информация о пространственном распределении излучений трансформируется в визуальное изображение /например, ЭОПы/ и приборы, в которых информация определенным образом считывается с анода, расположенного за МКП. В электронно-оптических преобразователях поток электронов из фотокатода или входного окна усиливается с помощью МКП и попадает на тонкий слой люминофора, за которым устанавливается фотопластинка или какой-либо оптический прибор. С помощью этого прибора наблюдается усиленное по яркости и преобразованное по спектру изображение. Такие приборы можно использовать для изучения слабо светящихся объектов, например, можно уверенно обнаруживать объекты в условиях естественной ночной освещенности / $10^{-8} - 10^{-4}$ ЛМ/ на расстоянии 1 км.

Однако высокая позиционная чувствительность микроканальных пластин наилучшим образом используется в счетном режиме, в котором существенным является наличие токового импульса, а не визуальное изображение. Для получения электрического сигнала после МКП устанавливается позиционно-чувствительный анод, на который собираются электроны, вылетевшие из МКП, в результате чего происходит кодирование положения события в зарядовое

распределение на аноде, далее информация с помощью соответствующей электроники декодируется на экране /дисплея/ или в памяти ЭВМ.

В настоящее время получили распространение два типа систем позиционно-чувствительных анодов: дискретные аноды, состоящие из отдельных проводников и дающие информацию о локализации события в цифровом коде, и аноды, дающие аналоговый сигнал о позиции. К первому типу относятся простые одномерные и двумерные системы анодов, где каждый элемент анода представляет собой элемент изображения /43,44,48,84,74,79-82/. Пространственное разрешение в этом случае можно сравнить с размерами электродов, однако специальные методы определения "центра тяжести" импульса от электронных лавин позволяют определять координату с точностью, сравнимой с размерами канала /т.е. ~ 20 мкм/ /74/.

Ко второму типу анодов относятся резистивные и квадрантные аноды /47,59,72,73,83-87/. Преимуществом резистивного анода является не только простота его конструкции и связанной с ним электроники, но и высокое разрешение /18 мкм^{72/}. Основным недостатком - искажение изображений, однако для конкретной геометрии искажения можно фиксировать, что позволяет вводить соответствующие алгоритмы декодирования и тем самым уменьшать ошибку последующей обработкой. Использование различных методов снятия информации по времени нарастания импульсов, сравнение амплитуд на разных концах анода позволяют уменьшить нелинейность до нескольких процентов для всей площади анода /85/. Степень нелинейности преобразования существенно зависит от формы анода, особенно при получении двумерной информации. Показано, что двумерный резистивный анод с равномерно распределенным сопротивлением с вогнутыми краями в виде дуг окружностей /84/ обеспечивает передачу пространственной информации практически без искажений.

Пространственная разрешающая способность позиционно-чувствительных детекторов на основе МКП зависит от плотности и диаметра каналов, а также от углового и энергетического распределения электронов, вылетающих из МКП. Для получения оптимального пространственного разрешения обычно используют несколько способов. Один из них заключается в особенности технологии изготовления контактного слоя на поверхности МКП, который наносится таким образом, чтобы он затекал на 1-2 диаметра внутрь канала. Образующееся на выходе канала металлическое кольцо является своеобразной электростатической линзой и фокусирует электроны /27/. Другой способ заключается в увеличении разности потенциалов между двумя пластинами. Для получения хорошего пространственного разрешения необходим большой коэффициент усиления вторичных электронов, поэтому обычно ис-

пользуется сборка МКП в шевронной конфигурации. Как уже говорилось ранее, увеличение разности потенциалов между МКП-1 и МКП-2 приводит к уменьшению числа возбуждаемых каналов в МКП-2 и к более узкому амплитудному распределению импульсов. Вследствие этого позиционная чувствительность будет улучшаться за счет большей локализации заряда на аноде /31/.

Таким образом, благодаря позиционной чувствительности и высокой эффективности регистрации тяжелых заряженных частиц с малой энергией, а также малой чувствительности к магнитным полям МКП широко используются в качестве детектора в масс-спектрографах /77, 78/, в спектрографах ультрафиолетового и видимого излучения /9, 72, 73, 88/, в приборах для визуализации различных излучений /54, 56, 59/, в бета-спектрометрах /89/, а также для изучения пространственных распределений пучков заряженных частиц и т.д.

в/ Временные детекторы

Измерение продуктов ядерных реакций с помощью времяпролетных спектрометров является широко распространенным методом, позволяющим непосредственно определять массу фрагмента, измеряя его скорость и кинетическую энергию. Разрешение по массе в этом случае определяется в основном энергетическим и временным разрешением спектрометра, если пренебречь точностью в измерении пролетной базы

$$\left(\frac{\Delta M}{M}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + 4\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 .$$

На рис.9 представлена зависимость массового разрешения времяпролетного спектрометра, имеющего разрешение по энергии $\frac{\Delta E}{E} = 0,5\%$, от величины энергии, приходящейся на один нуклон регистрируемого фрагмента, при различных временных разрешениях спектрометра. Поскольку обычно продукты ядерных реакций имеют энергию на нуклон от 1 МэВ/нуклон и выше, то, как это видно из рисунка, для получения хорошего разрешения по массам $\frac{\Delta M}{M} \approx 1\%$ необходимо иметь временное разрешение лучше 250 пс.

Поэтому используемые во времяпролетной методике датчики должны иметь хорошие временные характеристики.

Существует несколько способов получения временной отметки для измерения скоростей продуктов ядерных реакций. Одним из наиболее распространенных является регистрация электронов, образующихся при прохождении заряженной частицы через тонкую фольгу. Число вторичных электронов Δ зависит от материала

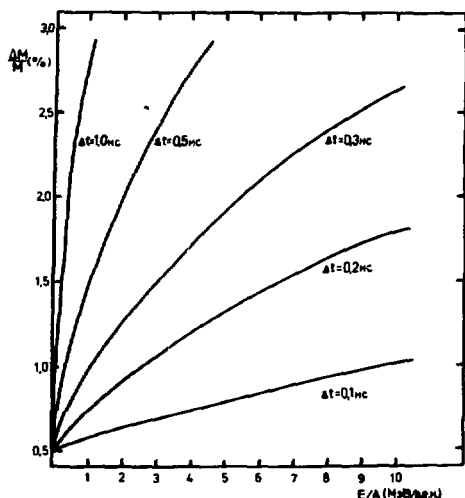


Рис.9. Массовое разрешение время-пролетного спектрометра как функция энергии, приходящейся на один нуклон регистрируемого фрагмента, при различных временных разрешениях спектрометра $\Delta E/E = 0,5\%$.

Фольги, а также от эффективного заряда q , массы M и энергии E регистрируемого продукта ^{/90/}

$$\Delta \sim q^2 NZ^{1/3} \sqrt{M/E}$$

Здесь N - число атомов вещества фольги в см^3 , Z - атомный номер вещества фольги. Исследования показывают, что при прохождении α -частицы с энергией 5,5 МэВ из фольги выбивается около 5 электронов, в то время как осколки деления выбивают 100-200 электронов ^{/91-93/}.

Выход вторичных электронов происходит с глубины 100Å ^{/94/}, что позволяет использовать в качестве эмиттера вторичных электронов очень тонкие фольги, толщина которых ограничена только механической проч-

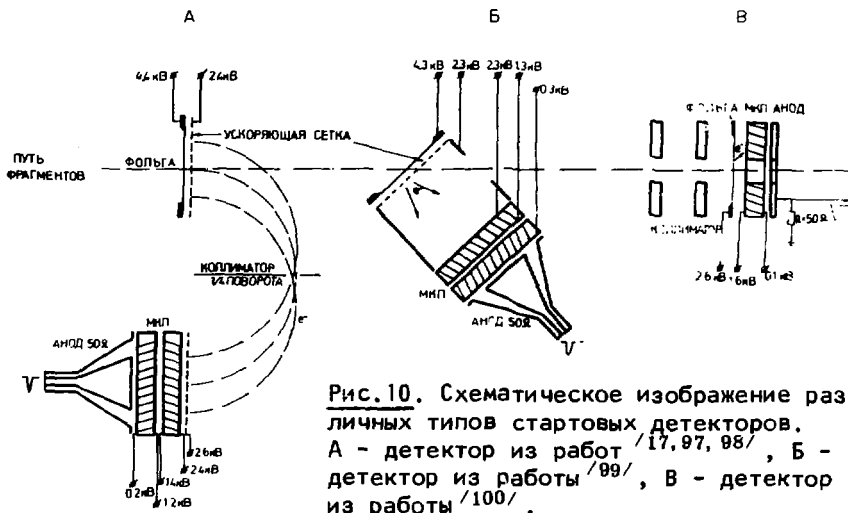


Рис.10. Схематическое изображение различных типов стартовых детекторов. А - детектор из работ ^{/17,97,98/}, Б - детектор из работы ^{/99/}, В - детектор из работы ^{/100/}.

ностью. Этот фактор является весьма существенным, особенно при регистрации тяжелых частиц, поскольку позволяет сделать минимальными потери энергии при прохождении частицы через фольгу.

Высокая эффективность регистрации электронов, большой коэффициент усиления и хорошие временные характеристики позволяют использовать МКП в датчиках отметки времени по регистрации вторичных электронов из фольги-эмиттера. В последние годы появилось несколько сообщений о временных детекторах на основе МКП, позволяющих получать временное разрешение $\Delta t \sim 100-300$ пс [17,95-102]. Имеется несколько вариантов детекторов, отличающихся способом транспортировки вторичных электронов от фольги-эмиттера до МКП. На рис.10 схематически представлены различные типы временных детекторов на основе МКП.

В некоторых детекторах фольга располагается под углом к направлению движения регистрируемой частицы, а вторичные электроны ускоряются сеткой и регистрируются сборкой МКП, расположенной параллельно фольге [99,101,103]. В других случаях электроны, вылетающие из фольги, расположенной перпендикулярно направлению движения частицы, фокусируются с помощью электростатических линз на МКП. В первом случае из-за наклона фольги-эмиттера пролетная база будет несколько изменяться в зависимости от места попадания частицы, что является нежелательным, особенно при небольших пролетных расстояниях. Высокие потенциалы (до 10 кВ), необходимые для фокусировки электронов в детекторах второго типа, усложняют конструкцию экспериментальной установки.

Более совершенным является тип детекторов, использующий для транспортировки электронов магнитное поле [17,97,98]. /рис.10А/. В этом случае конструкция прибора позволяет установить фольгу перпендикулярно направлению движения регистрируемой частицы и с помощью однородного магнитного поля повернуть электроны на 180° , где располагаются МКП. При таком способе транспортировки электроны движутся по изохронным орбитам и их временной разброс на входе МКП обусловлен только угловой дисперсией вылета электронов из фольги.

Оригинальная конструкция временного детектора на основе МКП предложена в работе [100]/рис.10В/, где использование МКП с отверстием в центре обеспечивает возможность свободного прохождения регистрируемой частицы.

Одним из достоинств описанных выше детекторов является большая амплитуда импульсов на выходе МКП (от 150 мВ для α -частиц до нескольких вольт для ионов Хе с энергией ~ 120 МэВ), что позволяет работать без предварительного усиления сигнала. Эф-

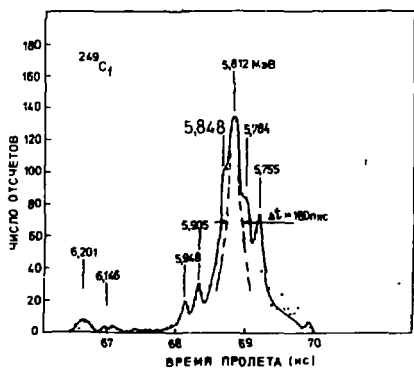


Рис. 11. Спектр времен пролета α -частиц ^{249}Cf , измеренный с помощью двух идентичных временных детекторов.

и разделять α -частицы с энергиями, отличающимися на несколько десятков кэВ $^{104}/$.

Микроканальные пластины можно использовать также для диагностики пучков высокоэнергичных ионов. В работе $^{105}/$ описывается прибор для диагностики пучка по регистрации ионов, образующихся при ионизации пучком остаточного газа в камере ускорителя. Регистрация ионов производилась с помощью ФЭУ. Использование МКП вместо ФЭУ позволило бы получить дополнительную информацию о пространственном распределении пучка, используя хорошую позиционную чувствительность МКП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в настоящем обзоре свойства МКП и различные способы их использования в экспериментальной ядерной физике указывают, на наш взгляд, на несомненную перспективность применения МКП в различных прикладных и фундаментальных исследованиях. Дальнейшее развитие технологии изготовления МКП, улучшение их характеристик, безусловно, расширит область их применения. Изготовление МКП с большой площадью позволит разработать временные и позиционно-чувствительные детекторы с большой апертурой. Уменьшение диаметра каналов увеличит позиционную чувствительность и улучшит временное разрешение. Применение толстых $5\text{--}10\text{ мм}/$ МКП позволит регистрировать γ -кванты с достаточно высокой эффективностью $^{10}/$. Обсуждается возмож-

фективность регистрации детекторов весьма высока и составляет, например, для ионов 160 с энергией 104 МэВ $95\%^{17}/$, а для осколков деления ^{252}Cf $99,6\%^{98}/$. Высокая эффективность регистрации, хорошее временное разрешение позволяют достигать большой точности при измерении скоростей продуктов ядерных реакций.

На рис. 11 в качестве иллюстрации приведен спектр времени пролета α -частиц от источника ^{249}Cf , измеренный двумя идентичными детекторами, расположенными на базе $1,15\text{ м}$. Видно, что простое увеличение пролетной базы позволяет улучшить относительное разрешение

ность создания цилиндрических МКП^{/10/}, которые могут быть использованы для эффективной регистрации различных излучений. Наконец, большие перспективы для увеличения эффективности регистрации могут дать разработки микроканальных пластин с большей рабочей поверхностью /т.е. с "прозрачностью" $\geq 90\%$ /^{108/} Таким образом, возможности использования микроканальных пластин в экспериментальной физике далеко еще не исчерпаны и являются весьма перспективными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Farnsworth P.T. Electron Multiplier. U.S. Patent No.1969399, 1930.
2. Ощепков П.К. и др. ПТЭ, 1960, 4, с.89.
3. Goodrich G.W., Wiley W.C. Rev.Sci.Instr., 1962, 33, p.761.
4. Wiley W.C., Hendee C.F. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-9, No.3, 1962, p.103.
5. Adams J., Manley B.W. Electron Eng., 1965, 37, p.180.
6. Adams J., Manley B.W. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-13, 1966, p.88.
7. Плетнева Н.И., Саттаров Д.К., Семенов Е.П. Оптико-механическая промышленность, 1976, №1, с.63.
8. Shagen P. Advances in Image Pick-Up and Display. Academic Press, N.Y., 1974, vol.1, p.1.
9. Rager J.P., Renaud J.F. Rev.Sci.Instr., 1974, 45, No.7, p.922.
10. Wiza J.L. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 162, p.587.
11. Ruggieri D.J. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-19, 1972, No.3, p.74.
12. Lyons P.B. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-24, 1977, No.2, p.904.
13. Leskovar B. Phys.Today, 1977
14. Hocker P. et al. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-26, 1979, No.1, p.356.
15. Грунтман М.А., Калинин А.Г. Препринт Института космических исследований АН СССР, №496, М., 1979.
16. Ганичев В.А. и др. Труды Первого всесоюзного совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. Харьков, 1977, с.13.
17. Zeberman A.M. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1977, 141, p.439.
18. Lo C.C., Lecomte P., Leskovar B. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-24, 1977, No.1, p.302.
19. Green R.L., Blodgett K.B. J.Am.Ceramic Soc., 1948, 31, p.89.
20. Bruining H. Physics and Applications of Secondary Electron Emission. Pergamon Press, London, 1954.
21. Washington D.W. et al. Acta Electronica, 1971, 14, p.201.

22. Colson W.B., McPherson J., King F.T. Rev.Sci.Instr., 1973, 44, No.12, p.1694.
23. Близиуков С.А. и др. Препринт ФИАН, №179, М., 1979.
24. Близиуков С.А. и др. Препринт ФИАН, №243, М., 1978.
25. Guest A.J. Acta Electronica, 1971, 14, p.79.
26. Boutot J.P. et al. Adv. in Electr.Electr.Phys., 1976, 40A, p.103.
27. Timothy J.G., Bybee R.L. Rev.Sci.Instr., 1977, 48, No.3, p.292.
28. Timothy J.G. Rev.Sci.Instr., 1974, 45, No.6, p.834.
29. Goodrich G.W. US Patent No.3374380, 1968.
30. Seckowski D.H., Eberhardt E.H. Microchannels Plates Detector Workshop. Lawrence Berkeley Laboratory, Univ. of California, 1976.
31. Wiza J.L., Henkel P.R., Roy R.L. Rev.Sci.Instr., 1977, 48, No.9, p.1217.
32. Плетнева Н.И., Мельникова М.М., Саттаров Д.К. Оптико-механическая промышленность, 1978, №11, с.72.
33. Seco A., Kobayashi H. Rev.Sci.Instr., 1973, 44, p.400.
34. Oka K., Sugiyama M., Suzuki Y. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-26, 1979, No.1, p.346.
35. Sandel B.R., Broadfoot A.L., Shemansky D.E. Appl.Opt., 1977, 16, No.5, p.1435.
36. Meunier R., Maurer A. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-25, 1978, No.1, p.528.
37. Timothy J.G., Bybee R.L. Proc.SPIE Int.Symp., San Diego, California, August, 1977.
38. Lecomte P., Perez-Mendez V. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-25, 1978, No.2.
39. Hill G.E. Adv. in Electron.Electr.Phys., 1970, 40A, p.133.
40. Bateman J.E. Nucl.Instr. and Meth., 1977, 144, p.537.
41. Parkes W., Gott R., Pounds K.A. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-17, 1970, No.3, p.360.
42. Adams J., Millar I.C.P. Acta Electronica, 1971, p.14.
43. Timothy J.G., Bybee R.L. Appl.Opt., 1975, 14, No.7, p.1632.
44. Kellog E. et al. Rev.Sci.Instr., 1976, 47, No.3, p.282.
45. Dolan K.W., Chang J. Proc.SPIE, 1977, 106, p.178.
46. Lapon L.B., Timothy J.G. Appl.Opt., 1973, 12, p.388.
47. Lawrence G.W., Stone E.J. Rev.Sci.Instr., 1975, 46, No.4, p.432.
48. Timothy J.G., Bybee R.L. Rev.Sci.Instr., 1975, 46, No.12, p.1615.
49. Henry J.P. et al. Proc.SPIE, 1977, 106, p.196.
50. VanSpeybroeck L. et al. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-21, 1974, No.1, p.408.

51. Woodhead A.W., Eschard G. Acta Electronica, 1971, 14, p.81.
52. Macau J.P., Jamar J., Gardier S. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-23, 1976, p.2049.
53. Gazda E., Growski O., Murawski L. Nukleonika, 1977, 22/8/, p.689.
54. White M.G. et al. Rev.Sci.Instr., 1979, 50, No.10, p.1268.
55. Tatri B., Bosqued J.M., Reme H. Nucl.Instr. and Meth., 1969, 69, p.254.
56. Aberth W.H., Sperry R.R. Rev.Sci.Instr., 1974, 45, No.1, p.128.
57. Mendel G.W., Jr. Rev.Sci.Instr., 1975, 46, No.7, p.847.
58. Никонников Н.В., Кудрявцев Н.В. ПТЭ, 1980, №1, с.191.
59. Lampton M., Paresce F. Rev.Sci.Instr., 1974, 45, No.9, p.1098.
60. Field S.A. et al. Rev.Sci.Instr., 1977, 48, No.8, с.1076.
61. Chevalier Ph., Boutot J.P., Pietri G. IEEE Trans.Nucl. Sci., NS-17, 1970, No.3, p.75.
62. Timothy J.G., Lapson L.B. Appl.Opt., 1974, 13, No.6, p.1417.
63. Boutot J.P. et al. Rev.Sci. Instr., 1977, 48, No.11, p.1405.
64. Pietri G. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-24, 1977, No.1, p.228.
65. Lyons P.B. LA-UR-76-1441, 1976.
66. Leskovar B., Lo C.C. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-25, 1978, No.1, p.582.
67. Uyttenhove J., Demnynck J., Deruytter A. IEEE Trans.Nucl. Sci., NS-25, 1978, No.1, p.566.
68. Lo C.C., Leskovar B. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1979, NS-26, No.1, p.388.
69. Leskovar B., Lo C.C. Proc. of the Europ.Conf. on Precize Electrical Measurements. University of Sussex, Brighton, UK, p.41.
70. Лихтенштейн Б.Х., Алексеев Г.В. Препринт ИАЭ-3124, М., 1979.
71. Pollen H., Bratton J., Feingold R. Adv.Electron and Electron Phys., 1976, 44A, p.21.
72. Parkes W., Evans K., Mathieson E. Nucl.Instr.and Meth., 1974, 121, p.151.
73. Lampton M., Malina R.F. Rev.Sci.Instr., 1976, 47, No.11, p.1360.
74. Kellog E. et al. Rev.Sci.Instr., 1977, 48, No.5, p.550.
75. Harrison D., Kubierchky K. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-26, 1979, No.1, p.411.
76. Kellog E., Murray S., Bardas D. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-26, 1979, No.1, p.403.
77. Духанов В.И. и др. Тезисы докладов XXIX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Рига, 1979, с.541.
78. Духанов В.И. и др. ПТЭ, 1980, №3.

79. Gott R., Parkes W., Pounds K.A. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-17, 1970, No.3, p.367.
80. Gott R., Parkes W., Pounds K.A. Nucl.Instr. and Meth., 1970, 81, p.152.
81. Pietri G. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-22, 1975, p.2084.
82. Boutot J.P., Delmotte J.C. L'Onde Electr., 1976, 56, No.2, p.59.
83. Wijnaehdts van Resandt R.W., Harink M.C., Los J.A. J.Phys.E., Sci.Instr., 1976, 9, No.6, p.503.
84. Augustiniak A.W., Broen W.L., Lie M.P. IEEE Trans. Nucl.Sci., NS-19, 1972, No.3, p.196.
85. Lampton M., Carlson C.W. Rev.Sci.Instr., 1979, 50, No.9, p.1093.
86. Mathieson E. Nucl.Instr. and Meth., 1971, 92, p.441.
87. Weiser H. et al. Appl.Opt., 1973, 15, p.3123.
88. Emberson D.E., Holmshaw R.T. Adv.Electronic.Electron Phys., 1972, 33A, p.133.
89. Weeks S.P. et al. Rev.Sci.Instr., 1979, 50, No.10, p.1249.
90. Sternglass E.G. Phys.Rev., 1957, 108, 1, p.1.
91. Schneider W.F.W., Kohlmeyer B., Bock R. Nucl.Instr. and Meth., 1970, 87, p.253.
92. Stein W.E., Leachman R.B. Rev.Sci.Instr., 1956, 27, p.1049.
93. Fraser J.S., Milton J.C.D. Nucl.Instr. and Meth., 1957, 2, p.275.
94. Seiler H. Zeit.angew.phys., 1967, 22, 2, p.249.
95. Gabor G. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1975, 130, p.65.
96. Girard J., Bolore M. Nucl.Instr. and Meth., 1977, 140, p.279.
97. Bowman L.D., Heffner R.H. Nucl.Instr. and Meth., 1978, 148, p.503.
98. Дмитриев В.Д. и др. ОИЯИ, 7-12290, Дубна, 1979.
99. Духанов В.И. и др. ПТЭ, 1979, №5, с.80.
100. Weissenberger E., Kast W., Gönnerwein F. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 163, p.359.
101. Back B.B. et al. Nucl.Phys., 1977, A285, p.317.
102. Kohlmeyer B., Pfeffer W., Pühlhoffer F. Nucl.Phys., 1977, A292, p.288.
103. Goulding F.S., Harvey B.G. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1975, 25, p.203.
104. Дмитриев В.Д. и др. ОИЯИ, 7-13006, Дубна, 1980.
105. Алексеев В.Ф. и др. ОИЯИ, 9-11389, Дубна, 1978.
106. Asam A.R. Opt.Eng., 1978, No.6, 17, p.640.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июля 1980 года.