

РЕГИСТРАЦИЯ ИОННЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОННЫМИ УМНОЖИТЕЛЯМИ В МАСС-СПЕКТРОСКОПИИ И ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

А. И. Акишин

ВВЕДЕНИЕ

В связи с возрастающим применением в последнее время масс-спектроскопического метода для анализа радиоактивных «горячих» продуктов и обнаружения следов изотопов, образующихся в ядерных реакциях, возникла необходимость иметь в масс-спектрометрах очень чувствительные ионные детекторы. Развитие безмагнитных радиочастотных масс-спектрометров потребовало создание простых безынерционных детекторов ионов. Применение в этих случаях стандартных регистрирующих схем, использующих электрометры или ламповые усилители, связано с рядом трудностей при регистрации ионных токов ниже чем 10^{-15} — 10^{-16} а и усиления импульсов длительностью меньше чем 10^{-8} сек. Для этой цели наиболее удобными детекторами являются электронные умножители со сплавными эмиттерами, которые позволяют регистрировать пучки заряженных частиц с интенсивностью от 10^{-19} а и имеют длительность импульсов $\sim 10^{-9}$ сек. В ядерных исследованиях такие умножители часто применяются для регистрации ядер отдачи с энергией в несколько десятков или сотен электрон-вольт, т. е. в тех случаях, когда использование других счетчиков затруднено.

В настоящей работе изложены сведения, относящиеся к преобразованию на катоде умножителя ионного пучка в электронный, эффективности счета частиц умножителем и стабильности его коэффициента усиления. Приведены отдельные примеры и рассмотрены некоторые особенности использования электронных умножителей в качестве детекторов ионов в масс-спектропии и ядерных исследованиях. Ряд других важных сведений о параметрах и конструкциях электронных умножителей можно найти, например, в книге Н. О. Чечика, С. М. Файнштейна и Т. М. Лифшица «Электронные умножители».

1. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИОННОГО ПУЧКА В ЭЛЕКТРОННЫЙ

На рис. 1 приведена фотография электронного умножителя со снятым металлическим баллоном. Умножители этого типа чаще всего используются для регистрации ионных пучков. Преобразование ионного пучка в электронный происходит на катоде электронного умножителя в результате вырывания ионами вторичных электронов. Коэффициент вырывания вторичных электронов ионами (γ), по определению, равен отношению числа электронов, испущенных мишенью, к числу упавших за то же время на мишень тяжелых частиц. С увеличением энергии ионов, E , до нескольких

килоэлектрон-вольт значение γ линейно возрастает, причем линейная область зависимости $\gamma(E)$ расширяется с увеличением массы бомбардирующих ионов^{1, 2}.

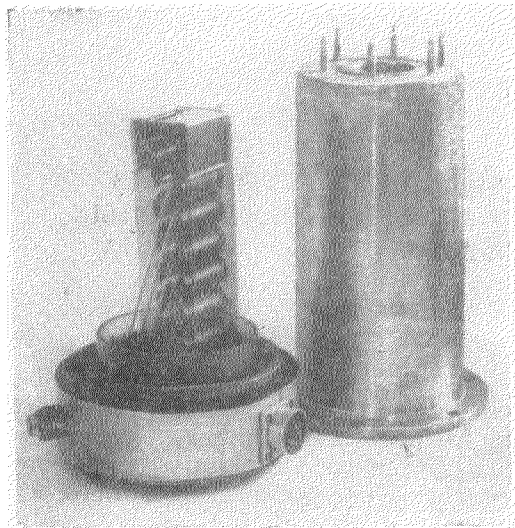


Рис. 1. Электронный умножитель со снятым металлическим баллоном.

На рис. 2 показано изменение выходного тока электронного умножителя при регистрации им различных ионов в зависимости от их энергии, которая возрастала от 5 до 250 кэв³. Масса регистрируемых ионов изменялась в пределах от 1 до 40. Умножитель имел 11 динодов, изготовленных из активированного медно-бериллиевого сплава. Усиление умножителя было $\approx 10^6$. Из хода кривых, приведенных на рис. 2, видно, что выходной ток умножителя при регистрации ионов с энергией выше 15–25 кэв имеет более высокое значение во всем диапазоне изменения энергии для ионов большей массы. Наоборот, при энергии ионов ниже 15–25 кэв выходной ток имеет большее значение при регистрации легких ионов.

Для протонного пучка максимальный выходной ток, а следовательно, и γ катода умножителя наблюдались около 100 кэв⁵. При увеличении энергии выше нескольких сот килоэлектрон-вольт коэффициент γ для протонов и дейтронов медленно уменьшается⁴⁻⁷.

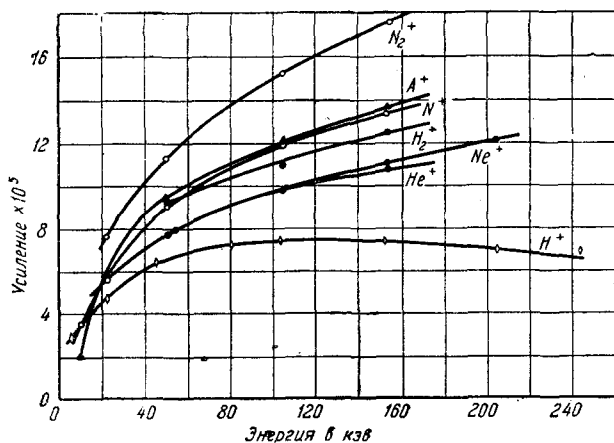


Рис. 2. Изменение выходного тока умножителя при регистрации различных ионов в зависимости от энергии ионов.

С увеличением массы ионов, бомбардирующих металлические мишени, положение максимумов на кривых $\gamma(E)$ сдвигается в сторону более высоких энергий^{8, 10}. Так, например, при бомбардировке ионами He^+ молибденовой мишени, поверхность которой не была атомно-чистой, максимум кривой $\gamma(E)$ наблюдался в области 200–400 кэв⁸. Каждая α -частица в ши-

роком диапазоне энергий вырывает из металлов в среднем около 10 электронов^{9, 10, 27}.

Вследствие возрастающего применения электронных умножителей в масс-спектропии представляет значительный интерес установить зависимость γ от массы ионов m_u , однако до последнего времени эта зависимость еще однозначно не установлена. На рис. 3 приведено семейство кривых $\gamma(m_u)$, полученное в результате бомбардировки активированной мишени из серебряно-магниевого сплава ионами щелочных металлов при некоторых постоянных значениях их энергии². При энергии ионов ~ 2 кэв коэффициент γ уменьшается с ростом массы ионов. Однако при энергии ионов $\sim 8-10$ кэв на кривых $\gamma(m_u)$ имеются участки, где γ почти не зависит от массы ионов. На этом же рисунке показаны значения γ , измеренные при бомбардировке мишени ионами Ca^{40} и Ca^{48} с энергией 6 кэв, откуда видно, что зависимость $\gamma(m_u)$ для ионов изотопов одного и того же элемента более резкая, чем для ионов разных элементов. По-видимому, γ зависит не только от массы, но и от структуры электронных оболочек бомбардирующих частиц¹.

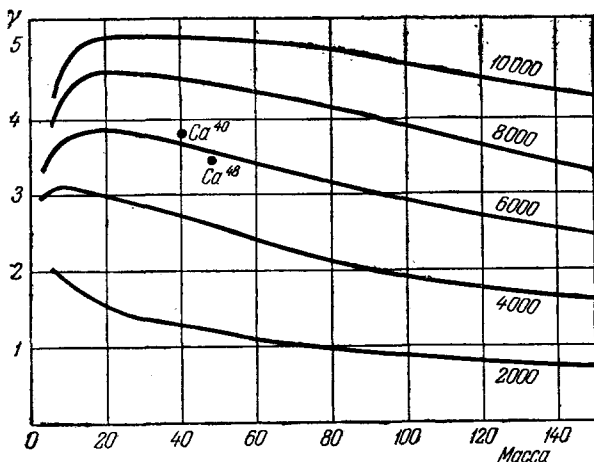


Рис. 3. Зависимость γ от массы ионов при некоторых постоянных значениях энергии ионов.

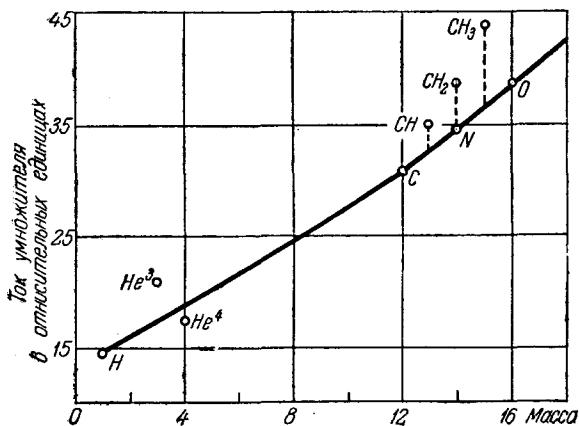


Рис. 4. Влияние молекулярной формы ионов на выходной ток умножителя.

ростями, вырывают равное число вторичных электронов.

Молекулярные ионы вырывают из металлических мишеней больше электронов, чем атомарные ионы равной энергии, массы, величины и знака заряда^{3, 6, 16}. На рис. 4 приведена зависимость выходного тока электронного умножителя с эмиттерами из активированного сплава AgMg (1,7% Mg) от массы и молекулярной структуры регистрируемых ионов¹. Энергия ионов равнялась 7 кэв. Выходной ток умножителя

при регистрации, например ионов CH_2^+ , превышал ток от атомарных ионов N^+ примерно на 10%.

При бомбардировке мишеней молекулярными и атомарными ионами большей массы наблюдается значительное различие в числе вырванных электронов. Так, например, ионы $\text{C}_{14}\text{H}_{10}^+$ с энергией 9 *кэв* вырывали из катода электронного умножителя, изготовленного из активированного медно-бериллиевого сплава, примерно в 2,2 раза больше вторичных электронов, чем ионы Hf_{178}^+ равной энергии¹⁵.

Количество вырванных ионами из металла вторичных электронов зависит от величины и знака заряда взаимодействующей частицы. Отрицательные ионы вырывают больше электронов, чем одноименные положительные ионы^{1,17}, в то время как нейтральные атомы вырывают примерно такое же число вторичных электронов, как и положительные однозарядные ионы равной энергии^{18,19}. В ряде работ наблюдалось, что значение γ возрастает с увеличением заряда положительных ионов^{20,22,23}.

С ростом угла падения ионного пучка на мишень величина γ увеличивается¹. Для протонов с энергией в несколько сот килоэлектрон-вольт коэффициент γ изменяется пропорционально секансу угла падения ионов на мишень^{4,24}.

Энергетическое распределение вторичных электронов почти не меняется с ростом массы и энергии бомбардирующих ионов. Основная часть вторичных электронов имеет энергию до 30 *эв*^{8, 21, 22, 24}. Угловое распределение вторичных электронов примерно подчиняется закону косинуса²⁵.

2. ЭФФЕКТИВНОСТЬ СЧЕТА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЭЛЕКТРОННЫМИ УМНОЖИТЕЛЯМИ

При абсолютном измерении интенсивности ионного пучка электронным умножителем необходимо знать эффективность счета частиц умножителем. В идеальном случае каждая падающая на катод умножителя частица должна создавать на выходе умножителя импульс напряжения с амплитудой, достаточной для его регистрации счетной схемой. Однако поскольку электронная эмиссия под действием бомбардирующих частиц носит статистический характер, всегда имеется некоторая вероятность таких событий, когда частица не вырвет из катода умножителя ни одного вторичного электрона и поэтому не будет зарегистрирована. Вследствие этого эффективность счета частиц электронным умножителем не равна точно 100%.

Эффективность счета частиц умножителем обычно определяется путем сравнения интенсивности пучка частиц, попадающего на катод умножителя и измеренного с помощью электрометра или усилителя постоянного тока, со скоростью счета импульсов умножителя счетной схемой. В таких измерениях интенсивность пучка частиц обычно подбирают порядка 10^{-15} *а* ($\sim 10^5$ однократно заряженных частиц в 1 *сек*), что обеспечивает относительно небольшие ошибки как в случае регистрации ионного пучка электрометром или усилителем постоянного тока, так и при регистрации импульсов умножителя счетной схемой.

Экспериментально было показано³, что ионы H_1^+ , H_2^+ , He^+ , Ne^+ , N^+ , A^+ и N_2^+ с энергией от 10 до 200 *кэв* регистрируются 11-каскадным электронным умножителем, эмиттеры которого изготовлены из активированного медно-бериллиевого сплава, с эффективностью $100\% \pm 5\%$. На рис. 5 приведена зависимость эффективности счета ионов N^+ электронным умножителем от энергии ионов. Эффективность счета равнялась 92% при энергии ионов 4 *кэв* и была близка к 100% при изменении энергии ионов от 10 до 200 *кэв*. Снижение эффективности счета ионов N^+ с энергией 4 *кэв*

до 92%, по-видимому, в основном было связано со статистическими флуктуациями γ . Действительно, средняя величина $\bar{\gamma}$ при бомбардировке ионами N^+ с энергией 4 кэв сплавных эмиттеров близка к трем^{1,2}. Если предположить, что эмиссия электронов под действием ионов с энергией 4 кэв следует закону распределения Пуассона, то вероятность таких событий,

когда $\gamma=0$, можно найти из выражения $\beta_\gamma = \frac{\gamma^\gamma}{\gamma!} e^{-\gamma}$, где β_γ — вероятность вырывания ионами γ вторичных электронов. Если $\bar{\gamma}=3$, то $\beta_{\gamma=0} \approx 0,05$, т. е. около 5% падающих на катод умножителя ионов N^+ с энергией 4 кэв не будет вырывать ни одного вторичного электрона.

Помимо статистических флуктуаций γ , снижение эффективности счета ионов N^+ с энергией 4 кэв связано с тем фактом, что вследствие широкого амплитудного распределения импульсов умножителя несколько процентов импульсов от общего числа не регистрировалось счетной схемой, так как их амплитуда была на уровне собственных шумов линейного усилителя и лежала ниже порога амплитудного дискриминатора.

Аллен и Морриш²⁶ показали, что электронный умножитель с эмиттерами из медно-бериллиевого сплава регистрирует ионы Li^+ с эффективностью около 100%, если энергия ионов выше 2 кэв. В работе²⁷ отмечалось, что α -частицы в широком диапазоне энергий регистрируются электронными умножителями с эффективностью около 100%. Нейтральные частицы регистрируются электронными умножителями с такой же примерно эффективностью, что и положительные ионы равной энергии^{3,28}.

Для обеспечения высокой эффективности счета частиц необходимо, чтобы чувствительность счетной схемы выбиралась с учетом широкого амплитудного спектра импульсов умножителя. Относительный среднеквадратичный разброс коэффициента усиления M электронного умножителя при регистрации ионов определяется выражением²⁷

$$\frac{\Delta M^2}{M^2} = \frac{\Delta \gamma^2}{\gamma^2} + \frac{\Delta \sigma^2}{\gamma \sigma (\sigma - 1)}, \quad (1)$$

где σ — средний коэффициент усиления одиночного каскада умножителя.

Выражение (1) можно упростить, если предположить, что эмиссия электронов при ударе ионов следует закону распределения Пуассона, т. е. $\Delta \gamma^2 = \gamma$, а $\Delta \sigma^2$ при энергии первичных электронов около 400 эв для бериллиевого эмиттера равняется примерно 2σ ²⁹. Тогда выражение (1) примет вид:

$$\frac{\Delta M^2}{M^2} \approx \frac{1}{\gamma} \left[1 + \frac{2}{(\sigma - 1)} \right]. \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что относительный среднеквадратичный разброс M обратно пропорционален γ .

Для регистрации широких или расходящихся ионных пучков используются электронные умножители с большой площадью катода. Эффективность счета ионов такими умножителями зависит также от места попада-

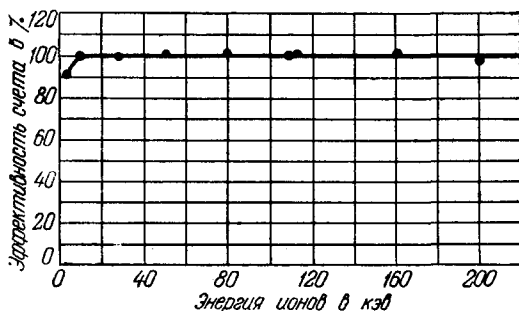


Рис. 5. Зависимость эффективности счета ионов N^+ от их энергии.

ния ионов на катод. В работе³¹ описан 15-каскадный электронный умножитель с входным окном 44×44 мм². Катод и эмитеры умножителя изготовлены из медно-бериллиевого сплава. В работе изучались зонные характеристики умножителя при бомбардировке катода, находящегося под потенциалом $\cong -5$ кэв, α -частицами Po^{210} . Наблюдалось, что эффективность счета α -частиц у краев катода снижается вследствие краевых эффектов.

Для получения более равномерных зонных характеристик необходимо, чтобы катод умножителя находился под потенциалом земли, а анод под высоким положительным потенциалом. Такой режим питания электронного умножителя не вызовет заметного снижения эффективности счета

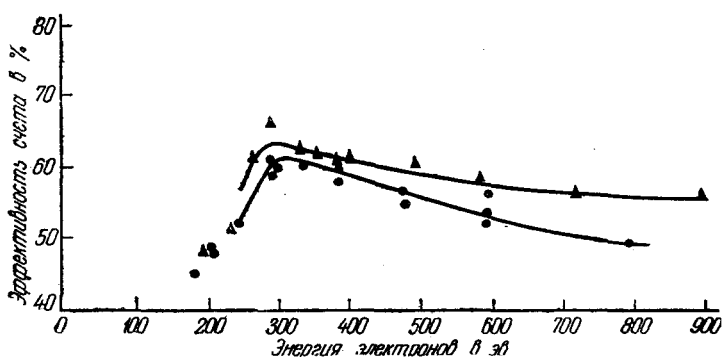


Рис. 6. Зависимость эффективности счета электронов от их энергии, ▲ — непосредственно после активации умножителя, ● — после пребывания умножителя в течение 5 месяцев на воздухе.

ионов, если их начальная энергия превышает несколько килоэлектрон-вольт. В том случае, когда начальная энергия регистрируемых ионов недостаточна для эффективной их регистрации электронным умножителем, на катод умножителя подается высокий отрицательный потенциал. В этом случае более равномерные зонные характеристики умножителя получают при расположении в районе первых электродов боковых металлических экранов, находящихся под потенциалом катода.

Эффективность счета умножителем электронов, так же как и ионов, зависит от их энергии. Максимальная эффективность счета электронов умножителем наблюдается при энергии электронов, равной нескольким сотням электрон-вольт (рис. 6); она колеблется в пределах 60–70% в зависимости от степени активировки катода умножителя³². По данным Аллена³³ эффективность счета умножителем электронов с энергией около 500 эв близка к 100%, а при энергии 6000 эв она равнялась 40%. Электроны с энергией 30 кэв регистрировались электронным умножителем типа RCA с медно-бериллиевыми эмиттерами с эффективностью около 23%. Бета-частицы с энергией 1–2 Мэв регистрируются электронными умножителями с эффективностью в несколько процентов³⁴. Эффективность регистрации электронным умножителем квантов электромагнитного излучения равняется десятым долям процента^{35–36}.

3. СТАБИЛЬНОСТЬ УСИЛЕНИЯ УМНОЖИТЕЛЯ

При использовании электронных умножителей в масс-спектрометрах и другой физической аппаратуре их электроды систематически подвергаются воздействию различных газов, ионной бомбардировке и т. д. Поэтому

желательно рассмотреть влияние отдельных факторов главным образом на стабильность усиления электронного умножителя.

Чаще всего для регистрации ионных пучков используются электронные умножители с эмиттерами из медно-бериллиевого сплава, малочувствительного к воздействию воздуха. 12-каскадные электронные умножители из этого сплава после активации сохраняют в течение многих месяцев работы стабильное усиление порядка 10^6 , несмотря на частый выпуск воздуха в их баллон³⁰. Эмиттеры электронных умножителей изготавливаются также из магниевых сплавов меди, серебра, алюминия^{1,37}, однако такие умножители обладают меньшей устойчивостью к воздействию воздуха, чем умножители с эмиттерами из бериллиевых сплавов³⁸. В целях повышения стабильности коэффициента усиления эмиттеры умножителей иногда изготавливают из неактивированного медно-бериллиевого сплава или из латуни⁴⁰. Коэффициент усиления 11-каскадного электронного умножителя с эмиттерами из слабоактивированного медно-бериллиевого сплава достигал $\sim 10^5$ при межкаскадном напряжении 400 в³.

При регистрации электронным умножителем интенсивных пучков ионов может наблюдаться падение коэффициента усиления в результате утомления последних эмиттеров. Бериллиевые эмиттеры по сравнению с магниевыми обладают большей токоустойчивостью³⁸. Для сплавных эмиттеров утомление начинает сказываться, когда выходной ток превышает несколько *ма* на 1 см².

При регистрации электронным умножителем в течение короткого интервала времени ионных пучков, отличающихся по своей интенсивности на несколько порядков, например при определении с помощью масс-спектрометра относительного содержания малораспространенных изотопов, наблюдалось непостоянство коэффициента усиления умножителя⁴¹. Эта нестабильность усиления в основном определяется различной степенью зарядки изоляторов, расположенных в районе тракта умножения, рассеянными электронами. Для снижения этого эффекта желательно использовать электродные системы с малым коэффициентом рассеяния электронов и минимальным числом изоляторов, расположенных в районе тракта умножения. Схема одной из таких электродных систем описана в работе⁴².

При низких межкаскадных напряжениях стабильность усиления умножителя очень сильно зависит от степени стабилизации высоковольтного выпрямителя, питающего цепь делителя напряжения. Однако при межкаскадном напряжении ~ 500 —600 в усиление умножителя обладает высокой стабильностью³.

Кратковременные разряды, возникающие в умножителях, снижают коэффициент усиления на несколько процентов³. Если разряд в умножителе происходил в течение минут или больше, усиление умножителя может упасть на один-два порядка, после чего приходится заново активировать его электродную систему. При ухудшении вакуума в баллоне включенного умножителя с $2 \cdot 10^{-5}$ до $6 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. не наблюдалось изменения усиления умножителя³.

Для получения большей стабильности параметров умножителя рекомендуется монтировать его электродную систему в металлическом баллоне. Обычно в физической аппаратуре электронные умножители используются или в качестве усилителей постоянного тока или в режиме счетчиков отдельных частиц. С точки зрения стабильности работы последний вариант использования умножителей предпочтителен. Дело в том, что при использовании умножителей для счета отдельных частиц порог амплитудного дискриминатора импульсов, вследствие небольшого собственного фона умножителя, можно установить на таком уровне, когда самые малые

импульсы от регистрируемых частиц заметно будут превышать этот порог и регистрироваться счетной схемой. При изменении усиления умножителя амплитудный спектр импульсов будет сдвигаться в ту или иную сторону, однако при этом скорость счета импульсов от частиц не будет меняться, поскольку амплитуда всех импульсов выше порога дискриминатора. При работе умножителя в режиме усилителя постоянного тока величина выходного сигнала умножителя будет существенно зависеть во всех случаях от усиления умножителя.

4. ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ В МАСС-СПЕКТРОСКОПИИ

Применение электронных умножителей в масс-спектрометрах позволяет повысить чувствительность этих приборов примерно на три порядка.

На рис. 7 приведена блок-схема регистрирующей аппаратуры, которая в разных вариантах используется для регистрации ионных пучков в масс-

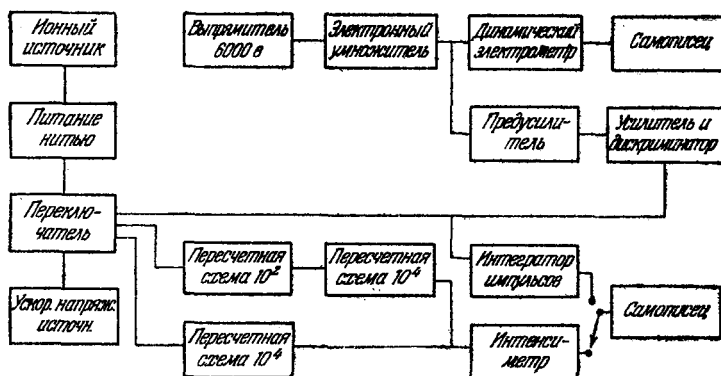


Рис. 7. Блок-схема регистрирующей аппаратуры в масс-спектрометре.

спектрометрах^{14,79}. Используемый в работе¹⁴ умножитель имел 20 каскадов, собранных по схеме Аллена. Эмиттеры умножителя были изготовлены из слабоактивированного медно-бериллиевого сплава, что обеспечивало нечувствительность коэффициента усиления к воздействию воздуха. Усиление умножителя равнялось $3,6 \cdot 10^7$ при среднем усилении каскада 2,6. Анод умножителя был одновременно присоединен к динамическому электрометру, подключенному к самописцу, и к предусилителю импульсов с коэффициентом усиления 10. Основной усилитель импульсов имел коэффициент усиления 300. После усилителя импульсы поступали на пересчетные схемы, затем на интенсиметр и самописец. Переключающее устройство позволяло подавать на интенсиметр каждый одиночный, десятый, сотый и тысячный импульсы. Интегратор импульсов позволял осуществлять запись импульсов на самописце при очень низкой частоте следования их, когда применение интенсиметра было затруднено. Ионные токи порядка 10^{-15} а одновременно регистрировались как электрометром, так и счетной схемой. При ионных токах выше 10^{-13} а использовался только электрометр. Для описанной регистрирующей схемы потери в счете импульсов были 0,1% при 82 000 импульсов в минуту и 1% при 820 000 импульсов в минуту.

При использовании электронного умножителя в качестве счетчика частиц можно регистрировать токи в пределах от 10^{-19} а до 10^{-14} а и измерять изотопические отношения порядка 10^5 . Возможно также измерять

и более высокие изотопические отношения при условии наличия изотопов промежуточной распространенности, с которыми можно было бы производить сравнения.

При определении изотопических отношений на масс-спектрометре, где в качестве детектора ионов используется электронный умножитель, необходимо учитывать зависимость выходного сигнала умножителя от массы регистрируемых ионов различных изотопов. Однако к настоящему времени в этом вопросе еще нет полной ясности. Так Плох и Вальхер¹³ предлагают, в случае использования электронного умножителя в режиме усилителя постоянного тока, вносить поправку на массу ионов при определении истинного изотопического отношения $R_{\text{ист}}$:

$$R_{\text{ист}} = R_{\text{изм}} \left(1 + q \frac{M_{\text{м}} - M_{\text{б}}}{M_{\text{б}}} \right),$$

где $R_{\text{изм}}$ — измеренное изотопическое отношение,

$$q = \left(\frac{\partial \gamma_{\text{б}}}{\partial u} \right)_{M_{\text{б}}} : \left(\frac{u_0}{\gamma_{\text{б}}(u_0)} \right),$$

u — напряжение, ускоряющее ионы, u_0 — напряжение, ускоряющее ионы в процессе измерений, $M_{\text{б}}$ и $M_{\text{м}}$ — массы более и менее распространенных изотопов, $\gamma_{\text{б}}(u_0)$ — значение γ в случае бомбардировки катода ионами более распространенного изотопа при ускоряющем напряжении u_0 . Величина q может быть легко найдена путем измерения выходного тока умножителя i_0 в случае регистрации более распространенного изотопа при ускоряющем напряжении u_0 и тока $i_0 + di_0$ при изменении напряжения на du . Тогда получим, что $q = \frac{di}{i_0} : \frac{du}{u_0}$. Величина q зависит от состояния поверхности катода и энергии ионов и имеет значения от 1 до $1/3$.

На необходимость внесения поправок при определении изотопических отношений на масс-спектрометре с электронным умножителем указывается также в ряде других работ^{1,2,92}. В то же время в работах Уайта и Коллинса^{14,46} и Андреевой⁷⁹ отмечается, что искажение изотопических отношений при регистрации ионов электронным умножителем не наблюдалось. Такого же мнения придерживается Леланд⁴⁵, Кеннет и Тод, изучавшие на масс-спектрометре с электронным умножителем масс-спектры редких газов^{81,92}, образующихся при делении U^{233} , U^{235} и Pu^{239} .

Для уменьшения разницы между измеренным и истинным изотопическим отношением гораздо выгоднее использовать электронный умножитель в качестве счетчика отдельных ионов. В этом случае при регистрации ионов различных изотопов в основном будет изменяться средняя амплитуда импульсов умножителя. Но поскольку на выходе усилителя импульсов стоит амплитудный дискриминатор, который выдаст стандартные сигналы независимо от амплитуды входных импульсов, скорость счета импульсов счетной схемой будет оставаться почти неизменной, если порог дискриминатора будет стоять на уровне, находящемся ниже самых малых импульсов. Правда в таком случае, когда энергия регистрируемых ионов ниже 10 кэв, как это обычно имеет место в масс-спектрометрах, эффективность счета ионов различных изотопов электронным умножителем может быть неодинаковой, поскольку ионы разных изотопов будут вырывать из катода умножителя различное число вторичных электронов.

Во время работы умножителя с масс-спектрометром нужно иметь также в виду, что рассеянное магнитное поле спектрометра может сильно мешать работе электронного умножителя, вызывая в нем дефокусировку электронных потоков. В случае же наличия сильного рассеянного магнитного поля работа умножителя может быть полностью нарушена.

На рис. 8 показаны две кривые, характеризующие изменение γ катода умножителя (пунктирная кривая) и усиления всего умножителя (сплошная кривая) от массы регистрируемых ионов и величины рассеянного магнитного поля масс-спектрометра¹. Различие между двумя этими кривыми возникло благодаря снижению коэффициента усиления умножителя при росте напряженности рассеянного магнитного поля спектрометра. Используются два метода компенсации этого эффекта. Первый метод состоит в том, что электронный умножитель помещают в магнитный экран. По

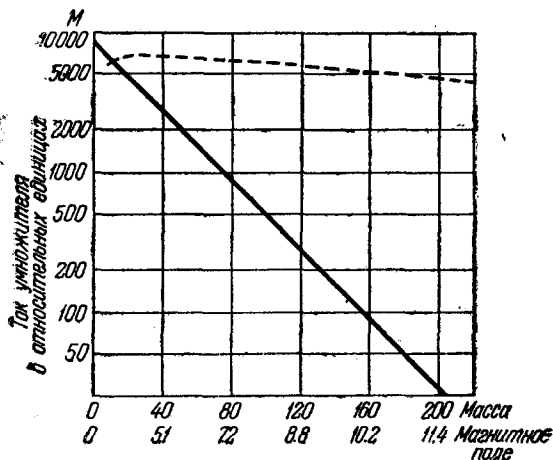


Рис. 8. Зависимость выходного тока умножителя от величины рассеянного магнитного поля и массы регистрируемых ионов (сплошная кривая). Пунктирная кривая — расчетная зависимость выходного тока умножителя от массы ионов без магнитного поля.

масс-спектро스코пах работают в импульсном режиме, регистрируя ионные пакеты длительностью в десятки доли микросекунды^{39,47-49}.

На рис. 9 приведена схема безмагнитного радиочастотного масс-спектроскопа с магнитным электронным умножителем⁴⁸. Катод такого умножителя плоский, что обеспечивает, по сравнению с другими системами умножителей с искривленными катодами, минимальное увеличение длительности импульса умножителя Δt_n за счет неодновременного прихода ионов на катод умножителя. Так, например, для стандартного электронного умножителя с корытообразными электродами при потенциале катода -4 кэв и массе регистрируемых ионов, равной 100, $\Delta t_n \approx 5 \cdot 10^{-8}$ сек⁵⁰. Для электронного умножителя с электродами типа «жалюзи» при аналогичных условиях $\Delta t_n \approx 2 \div 3 \cdot 10^{-8}$ сек⁵⁰. Расчетная величина длительности импульса магнитного электронного умножителя равна $1,3 \cdot 10^{-10}$ сек⁴³, что значительно меньше, чем у электронных умножителей с фокусирующими электродами. Это позволяет использовать в магнитных электронных умножителях много эмиттеров из неактивированного медно-бериллиевого сплава со средним усилением каскада порядка двух. Усиление такого умножителя нечувствительно к пребыванию его электродной системы на воздухе или в атмосфере различных газов. Испылуемые в масс-спектроскопах магнитные электронные умножители имели различное число каскадов с общим коэффициентом усиления умножителя от 10^5 до $5 \cdot 10^9$. Импульсы от умножителей с большим коэффициентом усиления подавались непосредственно на пластины электронно-лучевой трубки.

второму методу около умножителя размещается дополнительный электромагнит, который позволяет компенсировать рассеянное магнитное поле от масс-спектрометра.

Для работы в однородных магнитных полях напряженностью в несколько сот эрстед может быть использован специально разработанный для этого случая магнитный электронный умножитель⁴³.

Благодаря высокой разрешающей способности электронных умножителей широко используются в безмагнитных радиочастотных масс-спектроскопах, которые позволяют в течение короткого интервала времени исследовать масс-спектр какого-нибудь вещества, наблюдая его на экране осциллоскопа. Умножители в

При анализе масс-спектрограмм необходимо учитывать, что величина выходного сигнала от электронного умножителя, используемого в масс-спектроскопе для регистрации ионов, различна для разных ионов. Поэтому для получения точных данных масс-анализа необходимо калибровать масс-спектроскоп газом определенного состава⁵¹.

Магнитные электронные умножители применяются также для регистрации ионов в динамических масс-спектрометрах типа хронотрон⁵². Основной недостаток магнитных умножителей тот, что для их работы

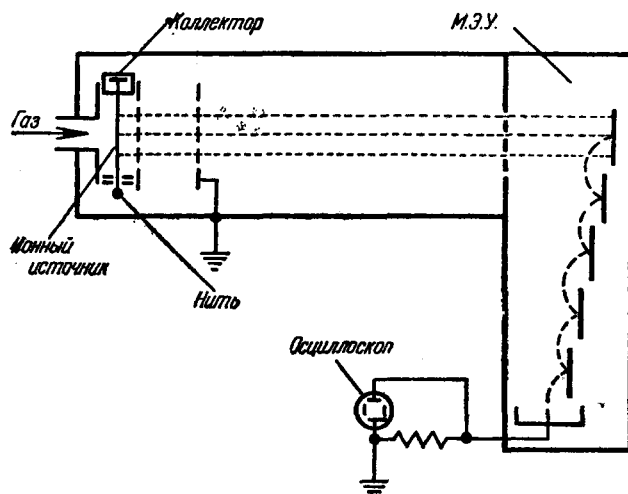


Рис. 9. Схема радиочастотного масс-спектрографа с магнитным электронным умножителем.

требуется однородное магнитное поле напряженностью в несколько сот эрстед.

Из электростатических электронных умножителей наименьшей длительностью импульса обладает недавно разработанный электронный умножитель с переносом изображений⁵³. Опытный образец прибора был выполнен в виде разборного фотоумножителя, однако при замене в нем фотокатода эмиттером, испускающим электроны непосредственно при ударе заряженных частиц, такой умножитель может быть применен для регистрации ионов. Для усиления электронного потока в умножителе использовалась вторично-электронная эмиссия «на прострел» в тонких пленочных эмиттерах. Измеренное время нарастания импульсов умножителя было равно $1 \cdot 10^{-9}$ сек; по расчетам это время должно быть порядка 10^{-11} сек. Высокая разрешающая способность описанного умножителя обеспечивается высокими межкаскадными напряжениями и простой геометрией эмиттеров.

Электронные умножители с успехом также используются для регистрации ионов в радиоспектроскопических установках по определению магнитных моментов отдельных изотопов при наличии смеси изотопов⁵⁴⁻⁵⁷.

5. ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ В ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

При экспериментальном изучении различных β -превращений возникает необходимость регистрировать ядра отдачи с начальной энергией в несколько десятков или сотен электрон-вольт. Наиболее удобными детекторами таких медленных ионов являются электронные умножители. Они,

в частности, с успехом применялись при изучении β -распада свободного нейтрона⁵⁸⁻⁶⁰. На рис. 10 приведена схема аппаратуры, используемой для наблюдения β -распада свободных нейтронов⁵⁸. Протоны отдачи, образующиеся в пучке нейтронов, фокусировались из области *A* во входное

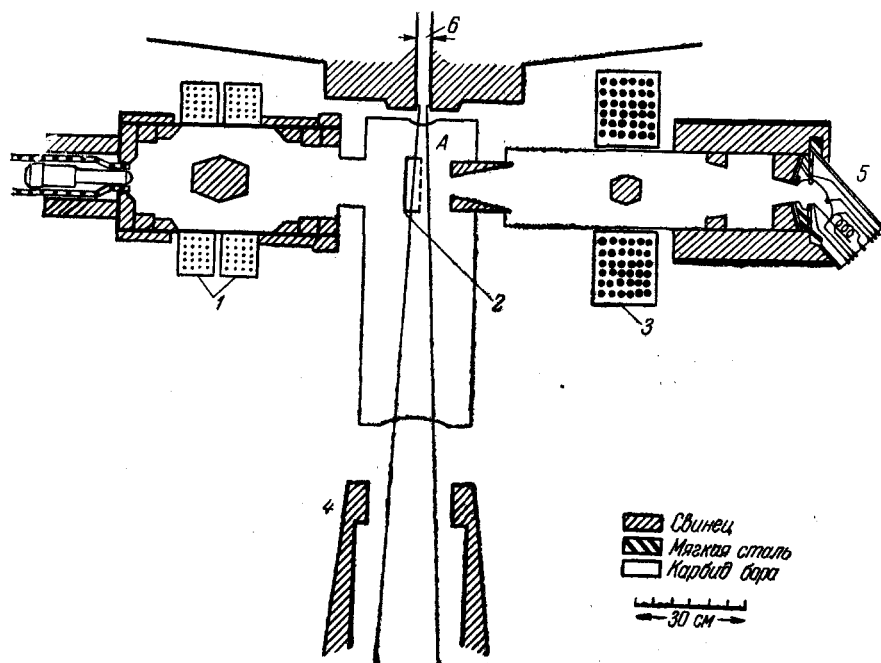


Рис. 10. Схема аппаратуры для изучения β -распада нейтрона. 1—электронный спектрометр, 2—полуцилиндрический электрод, 3—протонный спектрометр, 4—ловушка для пучка, 5—электронный умножитель, 6—сечение нейтронного пучка.

окно протонного спектрометра, для чего на полуцилиндрический электрод подавался положительный потенциал $\sim 10\div 15$ кв. На выходе протонного

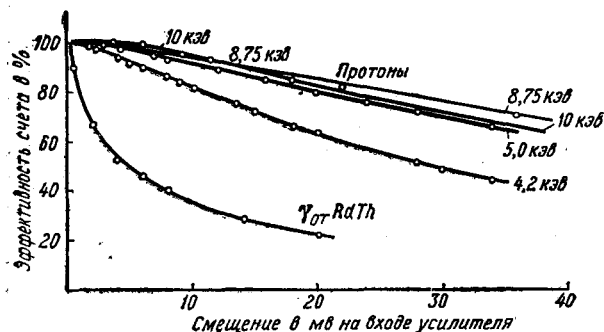


Рис. 11. Дискриминационные кривые при регистрации электронным умножителем протонов и γ -лучей.

ного γ -излучения. На рис. 11 приведены дискриминационные кривые, полученные при регистрации электронным умножителем с эмиттерами из медно-бериллиевого сплава протонов с энергией, изменяющейся от 4 до 10 кэВ, и γ -лучей RaTh^{35} . Из хода кривых видно, что амплитудные спект-

рометра стоял электронный умножитель с эмиттерами из медно-бериллиевого сплава, который регистрировал протоны отдачи. Образующиеся при β -распаде нейтронов электроны регистрировались сцинтилляционным счетчиком. Импульсы от обоих счетчиков подавались на схему совпадений. Фон установки, используемой в этом опыте, был очень велик вследствие рассеянного

ры импульсов умножителя при регистрации протонов и γ -лучей очень широки. С помощью амплитудной дискриминации невозможно полностью отделить протонные импульсы от γ -фона без заметного снижения эффективности счета протонов.

Электронные умножители широко использовались для регистрации ядер отдачи, образующихся при β -превращениях различных радиоактивных изотопов. Наиболее удобными объектами исследования оказались радиоактивные He^6 , Be^7 , Ne^{19} , A^{37}_{61-70} . Энергия ядер отдачи в различных экспериментах измерялась с помощью электростатических спектрометров или спектрометров, основанных на измерении времени пролета ядер отдачи от источника до катода электронного умножителя. С точки зрения использования в этих опытах электронных умножителей необходимо лишь

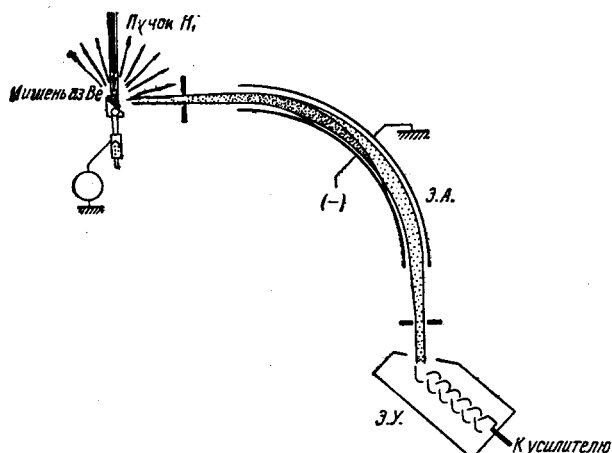


Рис. 12. Схема установки по изучению энергетических спектров продуктов ядерных реакций. Э. А. — электростатический анализатор, Э. У. — электронный умножитель.

отметить, что в тех случаях, когда катод электронного умножителя располагался на одной прямой с источником ядер отдачи, фон умножителя значительно возрастал при нагреве источника ядер отдачи. Это, по-видимому, было связано с регистрацией электронным умножителем ионов, образующихся на поверхности нагретой мишени. В другом случае⁶² отмечалось, что при регистрации электронным умножителем ядер отдачи Li^+ собственный фон умножителя в течение измерений вырос с 4 до 40 импульсов в минуту, что, по-видимому, было вызвано увеличением термоэмиссии катода умножителя вследствие осаждения на нем литиевого слоя. При количественных оценках числа попадающих на катод умножителя ядер отдачи необходимо учитывать, что часть ядер отдачи будет захвачена сеткой, размещаемой обычно в целях выравнивания электрического поля перед входным окном умножителя. Помимо этого, необходимо также учитывать тот факт, что отдельные ядра отдачи имеют различные заряды, вследствие чего эффективность счета их возможно будет зависеть также от величины их заряда.

В ряде случаев электронные умножители применялись для регистрации заряженных тяжелых частиц, возникающих в ядерных реакциях под действием бомбардировки мишеней пучками ускоренных ионов⁷¹⁻⁷³. На рис. 12 показана схема опыта Розарио⁷¹ по определению энергии продуктов ядерных реакций, возникающих при бомбардировке бериллиевой

мишени протонами с энергией 239, 268 и 397 кэв. Энергия заряженных частиц, образующихся в ядерных реакциях $\text{Be}^9(p, \alpha)\text{Li}^6$ и $\text{Be}^9(p, n)\text{Be}^8$, определялась с помощью электростатического цилиндрического анализатора. Электронный умножитель являлся лишь детектором проходящих через анализатор частиц. Умножитель имел 12 диодов, изготовленных

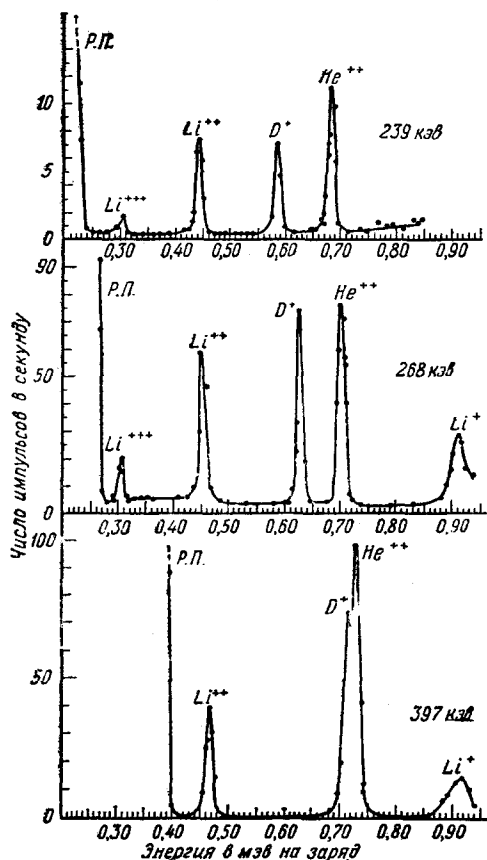


Рис. 13. Энергетические спектры заряженных частиц, возникающих в ядерных реакциях под действием протонов с энергией 239, 268, 397 кэв, Р. П. — рассеянные протоны.

из медно-бериллиевого сплава. На рис. 13 приведены энергетические спектры ионов лития, образовавшихся в исследованных ядерных реакциях. В области малых энергий наблюдалась высокая скорость счета импульсов за счет рассеянных протонов, вследствие чего не удалось обнаружить положение пика ионов Li^{+3} при бомбардировке мишени протонами с энергией 397 кэв.

В работе Тулинова⁷³ изучался угловой спектр ядер отдачи в реакции $\text{Be}^9(d, \alpha)\text{Li}^7$, на примере которой была показана возможность применения углового метода для изучения энергетических уровней ядер отдачи. В этом опыте пучок дейтронов, ускоренных на циклотроне до энергии ~ 4 мэв, проходил в экспериментальную камеру и бомбардировал бериллиевую мишень. Образующиеся в ядерной реакции α -частицы регистрировались пропорциональным счетчиком, а ядра отдачи Li^7 с энергией ~ 1 мэв — электронным умножителем с эмиттерами из медно-бериллиевого сплава. Импульсы от обоих счетчиков подавались на схему совпадений. В процессе измерений выяснилось, что фоновая загрузка умножителя очень большая, вследствие чего получение точных данных было затруднено. После расположения перед входным окном умножителя тонких органических пленок, через которые легко проходили ядра отдачи, фоновая загрузка умножителя заметно снижалась.

Высокий фон умножителя при отсутствии перед его входом органических пленок, по-видимому, возникал в результате регистрации умножителем медленных ионов или квантов ультрафиолетового излучения, образующихся при прохождении дейтронного пучка через мишень и рабочий объем экспериментальной камеры.

В некоторых экспериментах необходимо регистрировать медленные ионы на фоне интенсивного сопутствующего электромагнитного или корпускулярного излучений. В таких случаях для разделения исследуемого излучения от сопутствующего могут быть применены двухканальные электронные умножители, присоединяемые к схемам совпадений или антисовпадений^{74,75}. Наряду с использованием электронных умножителей в ядерных исследованиях они применяются также в опытах по изуче-

нию явления прохождения ионов низкой энергии через вещество^{76,77}. В ряде работ умножители использовались для регистрации нейтральной компоненты ионного пучка, образующейся при прохождении ионов через металлические фольги²⁸ или газовую среду⁷⁸.

Электронные умножители с эмиттерами из сплавов благодаря своей высокой чувствительности к ионам и нечувствительности коэффициента усиления к воздействию воздуха, возможно, найдут также себе применение для регистрации слабых ионных токов в ионизационных манометрах, например в радиоактивном ионизационном манометре для высокого вакуума⁸⁰.

Мы не рассматриваем здесь других применений электронных умножителей, поскольку это выходит за рамки настоящего обзора. Однако упомяну лишь напомнить, что умножители с эмиттерами из сплавов применяются также для регистрации электронных пучков в растровых электронных микроскопах⁸⁶, в электронных лампах с вторичной эмиссией^{87,88}, телевизионных передающих трубках, при изучении эмиссии электронов, возникающей после механической обработки металлической поверхности⁸⁹ и т. д. Помимо этого, такие умножители находят себе широкое применение для регистрации ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучений^{36,90,91}.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. M. Inghram, R. J. Hayden, D. C. Hess, *Mass Spectroscopy in Physics Research* 257 (1953).
2. M. J. Hightshberger, H. Demorest, A. Nier, *J. Appl. Phys.* 25, 883 (1954).
3. C. Barnett, G. Evans and P. Stier, *Rev. Sci. Inst.* 25, 1112 (1954).
4. B. Aarest, R. W. Cloud, J. G. Trump, *J. Appl. Phys.* 25, 1365 (1954).
5. М. А. Еремеев, Н. Н. Петров, *Проблемы современной физики*, № 9, 133 (1957).
6. Е. С. Миронов, Л. М. Неменов, *ЖЭТФ* 32, 269 (1957).
7. А. И. Акишин, *ЖТФ* 28, в. 4, 776 (1958).
8. A. G. Hill, W. W. Buetschner, J. S. Clark, J. B. Fisk, *Phys. Rev.* 55, 463 (1939).
9. H. Geiger, *Handbuch der Physik* 24, 171 (1927).
10. C. Linford, *Phys. Rev.* 47, 279 (1935).
11. W. Ploch, *Zeits. Naturforschung* 5a, 570 (1950).
12. W. Ploch, *Zeits. f. Phys.* 130, 174 (1951).
13. W. Ploch and W. Walcher, *Rev. Sci. Inst.* 22, 1028 (1951).
14. F. A. White and T. L. Collins, *Appl. spectroscopy* 8, 17 (1954).
15. G. M. Inghram, R. J. Hayden, *Rev. Sci. Inst.* 27, 109 (1954).
16. В. М. Ловцов, А. С. Смирнов, *ЖТФ* 23, 1737 (1953).
17. В. М. Дукельский и Э. Я. Зандберг, *ЖЭТФ* 19, 731 (1949).
18. H. W. Berry, *Phys. Rev.* 74, 848 (1948).
19. P. M. Stier, C. F. Barnett and Evans, *Phys. Rev.* 96, 973 (1954).
20. И. П. Флакс, *ЖТФ* 25, 2463, 2467 (1955).
21. Г. Мессу, Е. Бархон, *Электронные и ионные столкновения*, 1958.
22. H. D. Hagstrum, *Phys. Rev.* 89, 244; 91, 543 (1953).
23. H. D. Hagstrum, *Phys. Rev.* 96, 325, 336 (1954).
24. J. S. Allen, *Phys. Rev.* 55, 336 (1939).
25. М. А. Еремеев, М. В. Зубчанинов, *ЖЭТФ* 12, 359 (1942).
26. A. H. Morrish, J. S. Allen, *Phys. Rev.* 74, 1260 (1948).
27. J. S. Allen, *Proc. IRE* 38, 346 (1950).
28. C. A. Dissanaikie, *The Phil. Mag.* 44, 1051 (1953).
29. B. Kurrelmeier and L. Hauner, *Phys. Rev.* 52, 952 (1937).
30. А. И. Акишин, *Радиотехника и электроника* II, № 12, 1556 (1957).
31. Ю. В. Требуховский, В. А. Ергачов, В. Е. Нестеров, *ПТЭ* 1, 75 (1956).
32. J. A. Gowan, *Canad. J. Phys.* 32, 101 (1954).
33. J. S. Allen, *Rev. Sci. Inst.* 18, 739 (1947).
34. R. Stone, *Rev. Sci. Inst.* 20, 935 (1949).
35. J. M. Robson, *Rev. Sci. Inst.* 19, 865 (1948).

36. A. H. Morrish, G. W. Williams, E. K. Darby, *Rev. Sci. Inst.* **21**, 884 (1950).
37. Т. М. Лифшиц, *Радиотехника и электроника* **1**, 1272 (1956).
38. Б. С. Кульварская, *Изв. АН СССР, серия физич.* **20**, 1029 (1956); *Радиотехника и электроника* **1**, 512 (1956).
39. Е. И. Агишев, Н. П. Ионов, *ЖТФ*, XXVI, 203 (1956).
40. D. T. Marple, *Rev. Sci. Inst.* **26**, 1205 (1955).
41. M. G. Inghram, *Preliminary Report* № 10, *Nuclear Science Series* (1955).
42. А. И. Акишин, *ПТЭ*, № 3, 72 (1957).
43. L. G. Smith, *Rev. Sci. Inst.* **22**, 166 (1951).
44. A. Cohen, *Phys. Rev.* **63**, 219 (1943).
45. W. T. Leland, *Phys. Rev.* **76**, 992 (1949); **77**, 634 (1950).
46. F. White, T. Collins, F. Rourke, *Phys. Rev.* **97**, № 2 (1955).
47. M. M. Wolf, W. E. Stephens, *Rev. Sci. Inst.* **24**, 616 (1953).
48. W. C. Wiley, J. H. McLaren, *Rev. Sci. Inst.* **26**, 1150 (1955).
49. J. H. Reynolds, *Rev. Sci. Inst.* **27**, 928 (1956).
50. Е. И. Агишев, *Диссертация*, 1956.
51. E. G. Leger, *Canad. J. Phys.* **93**, 74 (1955).
52. L. G. Smith, *Rev. Sci. Inst.* **22**, 115 (1951).
53. E. J. Sternglass, *Rev. Sci. Inst.* **26**, 1202 (1955).
54. L. Davis, D. Nagle, J. Zacharias, *Phys. Rev.* **76**, 1068 (1949).
55. J. T. Eisinger, B. Bebersson, B. T. Feld, *Phys. Rev.* **86**, 73 (1952).
56. H. Lew, *Phys. Rev.* **91**, 619 (1953).
57. C. Wessel, H. Lew, *Phys. Rev.* **92**, 641 (1953).
58. J. M. Robson, *Phys. Rev.* **83**, 349 (1951).
59. J. M. Robson, *Phys. Rev.* **100**, 935 (1955).
60. A. H. Shell, F. Pleasonton, K. V. McIord, *Phys. Rev.* **78**, 310 (1950).
61. C. W. Sherwin, *Phys. Rev.* **75**, 1799 (1949); **82**, 52 (1951).
62. R. Davis, *Phys. Rev.* **86**, 976 (1952).
63. G. W. Rodeback, J. S. Allen, *Phys. Rev.* **86**, 446 (1952).
64. P. B. Smith, J. S. Allen, *Phys. Rev.* **81**, 381 (1951).
65. J. S. Allen, *Phys. Rev.* **61**, 692 (1942).
66. J. S. Allen, Pamth, A. H. Morrish, *Phys. Rev.* **75**, 570 (1949).
67. J. S. Allen, W. K. Jentschke, *Phys. Rev.* **89**, 902 (1953).
68. A. H. Snell, and F. Pleasonton, *Phys. Rev.* **97**, 246 (1955).
69. B. Rustad and S. Ruby, *Phys. Rev.* **89**, 880 (1953).
70. W. Parker, D. K. Hamilton, *Phys. Rev.* **95**, 1351 (1954).
71. L. Rossario, *Phys. Rev.* **74**, 304 (1948).
72. H. V. Argo, *Phys. Rev.* **74**, 1293 (1948).
73. А. Ф. Тулинов, *ЖЭТФ* **13**, 698 (1956).
74. А. И. Акишин, С. С. Васильев, Т. Н. Михалева, *ПТЭ*, № 5, 36 (1957).
75. А. И. Акишин, *ПТЭ*, № 5, 38 (1957).
76. S. D. Warshaw, *Phys. Rev.* **76**, 1756 (1949).
77. H. Wilcox, *Phys. Rev.* **74**, 1743 (1948).
78. R. J. Carbone, E. N. Fulsand E. Evehart, *Phys. Rev.* **102**, 1524 (1956).
79. М. Г. Андреева, *ПТЭ*, № 2, 53 (1958).
80. А. И. Акишин, *ПТЭ* (1958) в печати.
81. T. J. Kennett, H. G. Thode, *Phys. Rev.* **103**, 323 (1956).
82. C. Barnett, *Phys. Rev.* **91**, 224 (1953).
83. Ю. А. Дунаев, И. П. Флакс, *ДАН, ХС1*, № 1, 43 (1953).
84. G. Gouchet, *Comp. Rend.* **236**, 1862 (1953).
85. *Атомная энергия* № 4, 168 (1956).
86. Mak-Mallan, *Electron, Engng* **25**, N 300, 46 (1953).
87. Oberback, *Wireless, Eng.* **28**, 331, 114 (1951).
88. Д. Н. Венеровский, *ЖТФ* **28**, 1089 (1958).
89. J. Lohff, H. Raether, *Naturwissenschaften* **42**, N 3, 66 (1953).
90. H. E. Hnterregger, K. Watanbe, *Journ. Opt. Soc. Am.* **43**, 604 (1953).
91. А. М. Тютюков, А. И. Ефремов, *ДАН* **118**, № 2, 286 (1952).
92. G. W. Wetherill, *Phys. Rev.* **96**, 679 (1954).