

ЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ

Н. С. Хлебников, Москва

I. ВВЕДЕНИЕ

1. После опубликования интересных результатов, полученных Кубецким¹ и П. Т. Фарнсвортом² с первыми электронными умножителями, увлечение явлением вторичной эмиссии заставило многих думать, что перед практическим использованием ее открываются весьма обширные перспективы. Предполагали, что вторично-электронные приборы смогут заменить электронные усилительные лампы в обычных схемах и быть использованными в качестве генераторных ламп, не говоря уже о самых разнообразных применениях в части усиления фототоков в электронных умножителях; словом, думали, что вторичная эмиссия произведет полный переворот в области электровакуумных приборов. Действительность далеко не оправдала этих надежд и ожиданий. Это естественно, поскольку они не были основаны на сколько-нибудь подробном изучении явлений. К сожалению, во многих случаях пытались использовать вторичную эмиссию на практике, не выяснив принципиальной возможности таких применений.

2. В настоящее время с полной четкостью наметились те области, где вторичная эмиссия представляет несомненную ценность и даже может считаться очень крупным шагом вперед. Эти области несравненно уже, чем это думали вначале. С уверенностью можно считать, что вторично-электронные приборы при современном состоянии наших знаний о вторичной эмиссии и современных возможностях неспособны заменить не только генераторные и усилительные электронные лампы, но в полном объеме даже и обычные фотоэлементы. Ниже мы подробно рассмотрим факторы, обуславливающие такое положение дел; здесь же отметим только, что единственная область, где вторично-электронные приборы дают в определенных случаях принципиальные преимущества, — это область фотозлектрических и подобных им устройств. Рассмотрением ее мы, главным образом, в дальнейшем и ограничимся. Помимо этого вторичная эмиссия допускает некоторые улучшения в области маломощных ламп и других сходных приборов.

Все это не значит, конечно, что вторичная эмиссия и впредь не будет иметь более широкого применения. Наоборот, совершенно несомненно, что всякое новое достижение в части основных вопросов этой области будет открывать все новые и новые возможности и в отношении практического использования вторичной эмиссии.

II. ПРЕИМУЩЕСТВА И НЕДОСТАТКИ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ КАК МЕТОДА УСИЛЕНИЯ СЛАБЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

А. Шумы в электронных умножителях

1. Важнейшим достоинством электронного умножителя в применении к усилению слабых первичных электронных потоков является возможность повышения отношения сигнала к шуму, что означает понижение порога чувствительности всякого фотоэлектрического устройства. Именно это обстоятельство, а вовсе не абсолютная величина чувствительности фотоэлектронных умножителей, как это иногда думают, должно служить основной мерой чувствительности этих приборов и является критерием применимости их для слабых потоков в тех или иных случаях. Интегральная чувствительность в этом отношении представляет собой характеристику второго порядка значимости. Лучшим подтверждением высказанного положения является рассмотрение, с одной стороны, общей теории контуров, содержащих обычные фотоэлементы с внешним фотоэффектом и электронные умножители, которое мы проведем ниже, и с другой, — тех случаев применения электронных умножителей, которые можно назвать целесообразными в том смысле, что они дали принципиальные улучшения. Об этом также мы скажем ниже.

Вопрос об отношении сигнала к шуму для электронного умножителя впервые был рассмотрен в работе Зворыкина, Мортон и Молтера³; общая теория была дана Прейзахом⁴, и детальное экспериментальное исследование было проведено П. А. Синицыным⁵.

2. Для разъяснения этого вопроса мы рассмотрим вкратце условия работы контура, содержащего простой фотоэлемент и электронный умножитель, обладающие одинаковыми значениями чувствительности фотокатода.

На рис. 1 изображен обычный контур, в котором фотоэлемент с внешним фотоэффектом работает на модулированном световом потоке. R обозначает здесь нагрузочное сопротивление и C — емкость, шунтирующую фотоэлемент, состоящую из междueleктродных емкостей фотоэлемента и лампы и емкости подводящих проводов.

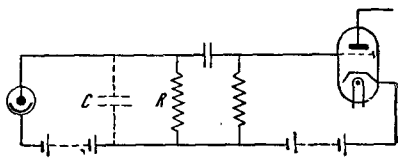


Рис. 1.

Первичный сигнал в такой схеме представляет собой флуктуацию тока в цепи фотоэлемента, которая посредством сопротивления R превращается в соответствующую флуктуацию напряжения, подается через разделительный конденсатор на сетку первой лампы и может быть дальше усилена обычным образом.

Источниками шумов в этом контуре являются: а) собственный шум фотоэлемента, обусловленный шрот-эффектом фототока; в) шум сопротивления R , вызываемый джонсон-эффектом; с) собственный шум первой лампы, являющийся следствием шрот-эффекта в термоэлектронной эмиссии ее катода.

Так как последний источник шума можно представить в виде некоего эквивалентного сопротивления, включенного последовательно с R , то дело сводится к первым двум источникам шума; тем более, что величина этого эквивалентного сопротивления для современных ламп оказывается малой по сравнению с обычными значениями нагрузочных сопротивлений.

Среднее квадратичное значение шумового тока в вакуумном фотоэлементе $\bar{i}^2$ может быть выражено, как известно, так:

$$\bar{i}^2 = 2eI_a \Delta f, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, I_a — сила тока через фотоэлемент и Δf — пропускаемая полоса частот.

С другой стороны, средний квадрат напряжения $\bar{v}^2$, создаваемого джонсон-эффektenом на сопротивлении R , равен:

$$\bar{v}^2 = 4kTR \Delta f, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура. Пренебрегая емкостью C , которая вообще мала ($\sim$ нескольких сантиметров), т. е. полагая нагрузку фотоэлемента чисто омической, мы можем определить отношение обоих шумовых сигналов:

$$\frac{\bar{i}^2 R^2}{\bar{v}^2} = \frac{I_a R}{2kT} = \frac{I_a R}{2V_T}, \quad (3)$$

где $\frac{kT}{e}$, замененное через V_T , — «температурное напряжение», характеризующее термическую энергию электронов в чисто омическом сопротивлении при абсолютной температуре T . Это последнее равенство показывает, что отношение шумовых сигналов не зависит от ширины полосы частот и определяется исключительно отношением падения напряжения на сопротивлении к удвоенному «температурному напряжению» того же сопротивления. При комнатной температуре ($T = 300^\circ \text{K}$) V_T оказывается равным $0,025 \text{ V}$, так что квадрат отношения шума шрот-эффекта к шуму джонсон-эффекта будет:

$$\frac{\bar{i}^2 R^2}{\bar{v}^2} = \frac{I_a R}{50}, \quad (4)$$

причем $I_a R$ должно быть выражено в милливольтках. Поскольку речь идет о весьма слабых сигналах, ясно, что $I_a R$ будет много меньше 50 mV , и, таким образом, мы видим, что, вообще говоря, решающее значение в приведенной схеме имеет джонсоновский шум, создаваемый нагрузочным сопротивлением.

Величина джонсоновского шума может быть определена с помощью формулы (2). Если величина сопротивления R задана, то шум возрастает с увеличением полосы частот, пропускаемой усилителем. Верхний предел этой полосы не может быть повышаем беспредельно, поскольку R зашунтировано емкостью C . В тех случаях, когда частота сравнима с $\frac{1}{2\pi RC}$ и больше этой величины, упрощение,

введенное выше и состоявшее в предположении, что фотоэлемент нагружен чисто омически, уже недопустимо, и соответственно формула (2) должна быть заменена другой, учитывающей шунтирующий эффект емкости C . В этом случае

$$\overline{v^2} = 4kT \int_{f_1}^{f_2} \frac{R df}{1 + (2\pi fRC)^2}, \quad (5)$$

где разность предельных частот $f_2 - f_1$ равна ширине полосы Δf . Наибольшее значение шумового сигнала мы будем иметь, полагая ширину полосы равной бесконечности. При этом $f_1 = 0$ и $f_2 = \infty$, и, производя интегрирование, получаем

$$\overline{v^2}_{\max} = \frac{kT}{C}. \quad (6)$$

Максимальное значение напряжения на сопротивлении R , возникающее за счет джонсон-эффекта, $V_{R\max}$ есть

$$V_{R\max} = \sqrt{\overline{v^2}_{\max}} = \sqrt{\frac{kT}{C}}.$$

При комнатной температуре ($T = 300^\circ \text{K}$) это дает

$$V_{R\max} = 10 \sqrt{\frac{41}{C}}, \quad (7)$$

если выражать напряжение в микровольтах и C — в микромикрофарадах.

В том случае, когда усиливается широкий интервал частот, для отсутствия искажений необходимо, чтобы нагрузка в цепи фотоэлемента не менялась с частотой. При заданной ширине Δf полосы R должно быть выбрано в соответствии с величиной емкости C . Так как нагрузочное сопротивление фотоэлемента, при учете шунтирующего действия емкости, равно

$$\frac{R}{\sqrt{1 + (2\pi fRC)^2}},$$

то удобно ввести понятие «верхнего предела» частоты, определив его как частоту

$$f_2 = \frac{1}{2\pi RC},$$

при которой нагрузочное сопротивление становится равным

$$\frac{R}{\sqrt{2}},$$

т. е. падает примерно на $30\%_0$.

При пользовании точной формулой (5) для определенной указанным образом полосы частот значения шума за счет шрот-эффекта оказываются на $20-30\%_0$ меньше, чем при применении упрощенной формулы (6). Удобная своей простотой формула (6) вполне пригодна для практических целей, так как дает порядок величины джонсоновского шума; он, как видно, определяется исключительно вели-

чиной емкости, т. е. суммой собственных емкостей фотоэлемента, лампы и проводов. Считая $C = 20 \mu\text{F}$, мы получаем для джонсоновского шума $15 \mu\text{V}$ — величину, которую не превышают контура с нормальными лампами и фотоэлементами и к которой близки действительные значения, в том случае, если стремятся получить высокую чувствительность.

Количественный смысл формулы (3) (для широкополосного усиления, при соблюдении практического правила $f = \frac{1}{2\pi RC}$, шунтирующим эффектом емкости можно пренебречь, и эта формула остается в силе) может быть понят теперь с большей отчетливостью. В соответствии с формулой (3) шум самого фотоэлемента превосходит джонсоновский шум лишь при столь больших световых потоках, когда постоянная слагающая тока в цепи фотоэлемента оказывается больше 50 mV, что больше чем в три тысячи раз превышает найденную нами величину джонсоновского шума. Отношение постоянной слагающей и переменной дается фактором модуляции M света. Даже в том случае, когда этот фактор равен только 0,1, отношение сигнала к джонсоновскому шуму превышает 300, в условиях, когда собственный шум фотоэлемента превосходит джонсоновский шум. Так как на практике, вообще говоря, допустимы значительно меньшие отношения сигнала к шуму, то шум становится существенным лишь при много меньших значениях световых потоков. Таким образом, для малых значений световых потоков, когда отношение сигнала к шуму приближается к допустимому пределу, собственным шумом фотоэлемента можно пренебречь.

Все приведенные рассуждения показывают, что при широкополосном усилении фототоков (например, телевидение) порог чувствительности определяется исключительно джонсоновским шумом, возникающим в нагрузочном сопротивлении. Из этого ясно, что в целях уменьшения шумов является желательным усиливать фототок непосредственно, не преобразуя его с помощью нагрузочного сопротивления в разность потенциалов. Такими непосредственными усилителями тока, позволяющими увеличить сигнал до величины, большей джонсоновского шума, как раз и являются электронные умножители.

При рассмотрении действия электронных умножителей мы будем иметь в виду в качестве его собственного шума только шум, создаваемый шрот-эффектом фотоэмиссии, т. е. считать процесс умножения идеальным процессом усиления тока, не вносящим собственных шумов. Зворыкин, Мортон и Молтер³ показали, что это тем ближе соответствует действительности, чем больше коэффициент вторичной эмиссии σ на первых каскадах умножителя.

Для вычисления выигрыша в пороговой чувствительности, который может быть достигнут с помощью электронного умножителя, мы зададимся определенным значением отношения сигнала к шуму (ρ) и вычислим для заданного ρ минимальный фототок, соответствующий случаю а) простого фотоэлемента и б) электронного умножителя. Отношение минимальных сигналов даст нам отношение пороговых чувствительностей в обоих случаях.

Согласно изложенному выше в первом случае шумом фотоэлемента мы можем пренебречь, и минимальный фототок, в соответствии с формулой (2), будет

$$I_c = \rho \sqrt{\frac{4kT \Delta f}{R}}. \quad (8)$$

Для второго случая мы будем считать, что электронный умножитель дает общее усиление в γ раз, причем он не вносит собственного шума. γ мы будем полагать достаточно большими для того, чтобы можно было пренебречь джонсоновским шумом в нагрузочном сопротивлении умножителя. Для определения минимального значения фототока в этом случае мы прибегнем к формуле (1), выражающей ток фотокатода умножителя I_{a_1} . Отношение сигнала к шуму будет

$$\rho = \frac{I_m}{\sqrt{2eI_{a_1} \Delta f}}.$$

Так как соотношение между переменной (I_m) и постоянной (I_a) составляющими тока имеет вид

$$I_m = \frac{1}{\sqrt{2}} M I_a,$$

где M — фактор модуляции, то получаем

$$I_m = \rho^2 \frac{\sqrt{2}}{M} 2e \Delta f. \quad (9)$$

Сравнивая формулы (8) и (9), находим отношение минимальных полезных сигналов в обоих случаях:

$$\frac{I_c}{I_m} = \frac{M}{\rho} \sqrt{\frac{kT}{2eR \Delta f}}. \quad (10)$$

Так как на практике (передача звуковых и телевизионных частот) нижний предел частоты мал по сравнению с шириной полосы, то величина $R \Delta f$ может быть заменена на $R f_2$ (f_2 — верхний предел полосы). Величина этого произведения зависит только от емкости C , шунтирующей нагрузочное сопротивление R , которое должно быть достаточно малым для того, чтобы не имело места значительное уменьшение усиления при высоких частотах, и в то же время достаточно большим для полного использования отдачи фотоэлемента.

Как указывалось выше, удобно положить $R f_2 = \frac{1}{2\pi C}$; при этом имеем

$$\frac{I_c}{I_m} = \frac{M}{\rho} \sqrt{\frac{\pi k T C}{e^2}} = \frac{M}{\rho} \sqrt{\pi} \sqrt{\frac{V_T}{e}}. \quad (11)$$

Это выражение дает нам в общем виде величину выигрыша в пороговой чувствительности, достигаемой применением электронного умножителя. Следует отметить, что эта формула помимо констант содержит лишь заданное значение отношения сигнала к шуму ρ , фактор модуляции света M и емкость C . В подкоренном выражении мы имеем отношение двух разностей потенциалов: температурной V_T

и пиковое значение разности потенциалов, создаваемой на емкости одним электроном. При комнатной температуре $V_T = 0,025$ В, и, принимая $C = 20$ пФ, находим:

$$\frac{e}{C} = 0,8 \cdot 10^{-8} \text{ В},$$

так что отношение обоих напряжений оказывается равным $3,2 \cdot 10^6$. Подставляя эти величины в формулу (11), мы получаем для выигрыша в пороговой чувствительности:

$$\frac{\text{минимальный сигнал фотоэлемента}}{\text{минимальный сигнал умножителя}} \approx 3200 \frac{M}{\rho}. \quad (12)$$

Полагая $M = 1$ (100% -ная модуляция) и $\rho = 5$, находим, что выигрыш равняется 640. При меньших требованиях к ρ , принимая его равным 2, имеем 1600.

Предыдущее рассмотрение не является вполне строгим по причине того, что нами не были учтены два обстоятельства: 1) добавочные источники шума, которыми являются, с одной стороны, усилительная лампа и, с другой, — шум, создаваемый в электронном умножителе флуктуациями во вторичной эмиссии, и 2) существование термоэлектронного тока с фотокатода, который, например, для кислородно-серебряно-цезиевых катодов уже при комнатной температуре имеет довольно значительную величину ($\sim 10^{-12}$ А/см²). Чтобы показать справедливость наших вычислений, достаточно оценить эти факторы приближенно.

Для того чтобы учесть собственный шум усилительной лампы, мы должны в формуле (8) заменить R через

$$\frac{R}{1 + \frac{R_{экв}}{R}},$$

где $R_{экв}$ — то добавочное эквивалентное сопротивление, о котором упоминалось выше. Для весьма широкополосного усиления (высококачественное телевидение), принимая $\Delta f = 2 \cdot 10^6$, беря $R = 4000$ Ω и имея в виду современные лампы с большой крутизной, легко найти, что отношение, даваемое формулой (12), увеличивается на $10^0/0$. В случае меньших нагрузочных сопротивлений или ламп с большими шумами увеличение будет еще больше.

С другой стороны, если учесть добавочный шум, создаваемый в умножителе флуктуациями в коэффициенте вторичной эмиссии, то это отношение должно быть уменьшено. Зворыкин, Мортон и Молтер показали, что если σ достаточно велико, то можно ограничиваться учетом флуктуаций лишь на первом каскаде умножения, пользуясь формулой (1). Это ведет к увеличению шума на выходе умножителя в

$$\sqrt{\frac{\sigma}{\sigma + 1}} \quad (13)$$

раз, где σ обозначает усиление на первом каскаде. При $\sigma = 5$ добавочный шум составляет $10^0/0$. Таким образом, оба добавочных источника шума приблизительно компенсируют один другой. Из

формулы (13) ясно, что для снижения шума на выходе умножителя желательно иметь на первых каскадах по возможности большие значения σ . Это указывает, в частности, на то, что целесообразно иметь на первых каскадах более высокие разности потенциалов.

Наличие термоэлектронного тока может быть учтено как увеличение постоянной слагающей, т. е. как уменьшение фактора модуляции M . Поскольку эти токи все же малы, то их роль становится существенной лишь при весьма малых первичных потоках. Эти токи являются факторами, определяющими порог чувствительности умножителя при работе на немодулированном свете (темновые токи, см. ниже).

Существенным является вопрос о том, какую величину должно иметь общее усиление умножителя, чтобы обеспечить существенное увеличение отношения сигнала к шуму, т. е. ту величину усиления, при которой сделанное выше допущение о пренебрежимости джонсоновским шумом становится приближенно справедливым. Обозначая через α отношение шума шрот-эффекта к джонсоновскому шуму на выходе умножителя, имеем

$$\alpha^2 = \gamma^2 \frac{I_{a1} R}{2V_T}, \quad (4a)$$

где, как и в формуле (3), I_{a1} — постоянная слагающая фототока и γ — общее усиление умножителя. Из (4a) находим выражение γ через α :

$$\gamma = \alpha \sqrt{\frac{2V_T}{I_{a1} R}}. \quad (14)$$

Наивысшее значение общего усиления $\gamma_{\max}$ необходимо при наименьших первичных сигналах. Применяя (9) и поступая так же, как и при выводе (12), получаем,

$$\gamma_{\max} = \alpha^2 \frac{M}{\rho} 3200. \quad (15)$$

Таким образом, необходимая величина полного усиления определяется, с одной стороны, условиями работы (фактор модуляции M), с другой, — требованиями к уровню шумов ρ и желаемым значением α . Полагая, например, $M=1$, $\alpha=\rho=3$, получаем $\gamma_{\max} = 10\,000$. Эта величина, таким образом, является достаточной, если цель применения электронного умножителя заключается только в понижении уровня шумов. Во многих случаях можно ограничиться и еще меньшими значениями γ — порядка 1 000.

В практических схемах с фотоэлектрическими приборами, помимо устранения шумов, является существенным вопрос об устранении и других помех, носящих характер наводки. В этом случае величина выходного сигнала также дает преимущества электронным умножителям. Наконец, аргументом в их пользу является и возможность уменьшения последующего усиления. Эти два последние преимущества имеют в основном экономический (экранировка, лишние лампы, расход энергии на питание) и эксплуатационный характер и являются аргументом в пользу применения умножителей, напри-

мер, в звуковом кино. При объективной оценке, однако, здесь необходимо учитывать также и другую сторону дела — сравнительную дороговизну умножителя, расход мощности на его питание и т. п.

З. П. А. Синицыным⁵ было произведено исследование шумов в электронных умножителях различных конструкций и при различных значениях общего усиления. Эта работа в общем показала хорошее согласие с изложенной выше теорией. Что касается пороговой чувствительности, то в этих опытах она определялась как световой поток, создающий шум, равный шуму темнового тока, и оказалась лежащей в пределах $10^{-8} \rightarrow 10^{-9}$ lm при комнатной температуре.

4. Все изложенное выше с несомненностью указывает на то, что при работе с малыми первичными электронными потоками электронные умножители имеют перед простыми фотоэлементами с внешним фотоэффектом определенные преимущества, заключающиеся в значительном повышении отношения сигнала к шуму, которое в среднем различные авторы^{3,4}, в согласии друг с другом, оценивают как двухсоткратное. Поскольку это преимущество, будучи основано на том, что электронный умножитель есть усилитель тока, является преимуществом принципиального характера, оно обеспечивает электронным умножителям совершенно определенную область применений, в которой эти приборы не имеют конкурентов. Это — область слабых модулированных световых и электронных потоков при широкой полосе частот, т. е. область высококачественного (механического и электронного) телевидения. И, действительно, электронные умножители с успехом используются (например, на киевском телецентре) в качестве светочувствительного элемента телепередатчиков. Другой способ их использования состоит в применении электронного умножителя в качестве части телевизионной трубки типа иконоскопа, в которой сигнал получается за счет вторичных электронов, выбиваемых из мозаики развертывающим пучком⁶. Эти элементарные электронные потоки усиливаются в умножителе, выход которого соединяется с входом лампового усилителя.

В. Темновые токи в электронных умножителях

1. Среди других применений фотоэлектронных умножителей в практике сегодняшнего дня видное место принадлежит их использованию в качестве приборов для измерения и регистрации весьма малых световых потоков (астро- и спектрофотометрические измерения, регистрация звездных прохождений и т. п.). Вполне возможным здесь является, конечно, применение модулированных световых потоков. В этом случае по вопросу об использовании электронных умножителей можно сказать то же, что было изложено выше, с соответствующими поправками на более узкую полосу частот. Как правило, однако, предпочитают обходиться без модуляции света и без последующего лампового усиления, подавая выходной ток умножителя на достаточно чувствительный измерительный прибор. В этом случае порог чувствительности умножителя определяется его собственными

помехами — «темновым током» умножителя, т. е. током, который существует на выходе умножителя при отсутствии освещения фотокатода.

Темновые токи в умножителях могут создаваться по меньшей мере шестью явлениями: 1) омические утечки в цепи коллектора; 2) оптическая обратная связь — явление, состоящее в том, что возникающее иногда на последних каскадах умножителя под действием электронно бомбардировки излучение (видимое ультрафиолетовое или мягкое, рентгеновское) вызывает вырывание фотоэлектронов с фотокатода; 3) ионная обратная связь — явление, состоящее в том, что положительные ионы, образовавшиеся (вследствие недостаточности вакуума) в области последних каскадов, где плотность ионизирующего электронного потока особенно велика, бомбардируют первые каскады умножителя и фотокатод, вырывая там электроны; 4) термоэлектронные токи фотокатода и первых каскадов умножения; 5) космическое излучение; 6) холодная эмиссия электродов или связанных с ними проводников.

В то время, как факторы 1) — 3) и 6) не имеют характера принципиальных ограничений и сравнительно простыми методами (конструкция умножителя, см. далее) могут быть устранены, два других фактора представляют собой принципиальные ограничения, и подавление их требует довольно сложных мероприятий. Помимо этого следует отметить, что факторы 2) и 3), в отличие от прочих, являются вторичными в том смысле, что они способны лишь поддерживать темновой ток, но не создавать его. Подробным исследованием темновых токов в электронных умножителях мы обязаны Д. Райхману⁷, который считает наиболее значительными 1), 3), 4) и 6) из факторов, перечисленных выше.

Принимая во внимание, что единственным принципиально неустранимым из этих четырех факторов является термоэлектронная эмиссия фотокатода, а также, что остальные из них могут быть если и не устранены полностью, то значительно подавлены путем соответствующих изменений конструкции умножителя, причем в этом направлении была проделана большая работа применительно к одному из типов умножителя, мы отложили их рассмотрение впредь до обсуждения вопросов конструкции, ограничившись в этом разделе только термоэлектронными темновыми токами.

2. Вообще говоря, темновой ток термоэлектронного происхождения мал и постоянен по сравнению с токами, возникающими вследствие ионной обратной связи, холодной эмиссии и омических утечек (в том случае, если эти факторы не устранены). Благодаря этому он не создает столь серьезных ограничений в смысле использования умножителей при работе с малыми световыми потоками, как темновые токи, вызываемые другими причинами. Вследствие своего постоянства он может быть даже (при условии достаточного постоянства температуры) нейтрализован посредством соответствующей компенсационной схемы, что, однако, представляет собой нежелательное усложнение. Другое, и более серьезное, возражение против термоэлектронного тока возникает при работе с модулированным светом.

В этом случае отношение сигнала к шуму оказывается пониженным за счет шума, создаваемого темновым током.

Подавление темнового тока термоэлектронного происхождения можно осуществить только путем охлаждения умножителя. При этом оказывается, что темновой ток может быть понижен настолько, что умножитель становится способным измерить много меньшие (примерно на два порядка) световые потоки. Большой интерес опытов такого рода заключается не только в том, что они дают средство для создания весьма ценного прибора, но также и в том, что такие измерения дают в высшей степени удобный метод для измерения термоэлектронных констант фотокатодов, так как для этих поверхностей интервал температур, в котором можно предполагать постоянство их свойств, имеет настолько низкую верхнюю границу, что непосредственное измерение термоэлектронных токов связано с большими затруднениями даже при больших площадях эмитирующих поверхностей. Измерения по этому способу были произведены пока лишь для кислородно-серебряно-цезиевых и кислородно-серебряно-рубиниевых поверхностей.

Термоэлектронная эмиссия всякой поверхности может быть выражена формулой Ричардсона, имеющей вид

$$I = AT^2 e^{-\frac{B}{T}} = AT^2 e^{-\frac{eW}{kT}}, \quad (16)$$

где I — эмиссионный ток в амперах на квадратный сантиметр, A — постоянная, имеющая размерность A/cm^2 , T — абсолютная температура эмитирующей поверхности и B — другая постоянная, равная

$$B = 1,16 \cdot 10^4 W, \quad (17)$$

если заряд электрона e выражен в кулонах, постоянная Больцмана k — в джоулях на градус и работа выхода W — в вольтах. Постоянная A , как это было показано теоретически, есть постоянная универсальная, т. е. ее величина не зависит от рода поверхности и равна:

$$A = 120 A/cm^2 град^2. \quad (18)$$

Это значение A было установлено на опыте для многих чистых металлов. Однако, для сложных поверхностей, в частности, для кислородно-серебряно-цезиевого катода, измеренные значения A могут отличаться от указанной величины в огромное число раз (вплоть до 10^{30}). Это расхождение можно объяснить, допустив, что в данном случае работа выхода изменяется с температурой. При таком допущении мы приходим к более сложному виду уравнения Ричардсона, а именно такому, в котором величина B (или работа выхода) представляет собой степенной ряд по T . Тем не менее, по причине больших трудностей в определении хотя бы с минимально значащей степенью точности коэффициентов этого ряда обычно пользуются не общим выражением, но его простой формой (16).

Таким образом, и в случае сложных поверхностей их эмиссионные свойства характеризуются двумя постоянными A и W . При температурных исследованиях экспериментальные данные изображают в виде

графика зависимости $\lg \frac{I}{I_2}$ от $\frac{1}{T}$, дающего прямую линию. Наклон этой прямой определяет работу выхода W , а расположение ее относительно оси — константу A .

Существенную роль в измерениях такого рода играет метод измерения температуры эмитирующей поверхности и измерение этой температуры. Лучше всего помещать электронный умножитель в сосуд с изолирующей жидкостью, циркулирующей между этим сосудом и змеевиком нагреваемым или соответственно охлаждаемым. Такой способ дает одинаковость температуры стенок баллона во всех точках и, следовательно, по истечении достаточно длительного промежутка времени — однородную температуру всех внутренних частей умножителя. Контроль температуры эмитирующей поверхности можно осуществить, наблюдая температуру жидкости. При этом необходимо убеждаться в том, что эмитирующая поверхность также приобрела эту температуру. Об этом свидетельствует прекращение изменений в темновом токе. Другой, более непосредственный способ заключается в введении внутрь баллона термпары, спай которой приводится в контакт с металлом эмитирующей поверхности.

Измерения такого рода были выполнены с умножителями различных конструкций (см. дальше). С одной из них (менее совершенной, где, наряду с эмиссией фотокатода, могла играть некоторую роль также и эмиссия умножающих электродов) Райхманом были проведены измерения констант для кислородно-рубидиевой поверхности, давшие для W значение в $1,03 \text{ В}$ и для A величины от $5 \cdot 10^{-9}$ до $50 \cdot 10^{-9} \text{ А/см}^2 \text{ град}^2$. С более совершенной конструкцией соответствующие измерения для кислородно-серебряно-цезиевой поверхности дали: для работы выхода значение $W = 0,75 \text{ В} (\pm 0,05 \text{ В})$ и для константы A

$$A = S \cdot 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ А/см}^2 \text{ град}^2 \quad (0,1 < S < 10).$$

Эти значения термоионных констант для кислородно-серебряно-цезиевых катодов означают величину темнового тока на выходе при комнатной температуре ($\sim 25^\circ$) около 1 мА , что при чувствительности фотокатода около 10 мА/лм и общем усилении в 10^7 раз соответствует пороговой чувствительности (под которой мы разумеем световой поток, создающий на выходе ток, равный темновому току) примерно в 10^{-8} лм . В наиболее удачных умножителях эта величина оказывается несколько ниже, достигая $2,5 \cdot 10^{-9} \text{ лм}$.

Интересно отметить, что эти данные находятся в полном согласии с упомянутыми выше данными Сеницына⁵, поскольку там также из самого способа измерения шумов ясно, что под пороговой чувствительностью разумеется равенство выходных токов от светового сигнала и от темнового тока.

3. Поскольку измерения Райхмана и Сеницына производились над умножителями совершенно разных конструкций (имевших, однако, сходство в том, что обе системы обеспечивали безукоризненную фокусировку, так что всякие «потери электронов» при переходе с каскада на каскад отсутствовали) и в разных условиях, это сов-

падение результатов показывает, что пороговая чувствительность умножителя с кислородно-серебряно-цезиевым фотокатодом действительно лежит в пределах 10^{-8} — 10^{-9} lm (при комнатной температуре). Эта величина достаточно мала для того, чтобы сделать электронный умножитель незаменимым прибором в области столь малых световых потоков, но в то же время она еще настолько велика, что заставляет желать своего уменьшения.

Принимая во внимание, что термоэлектронные константы данной поверхности не могут быть контролируемы по желанию, не существует эффективных путей для дальнейшего снижения темнового тока умножителей с данным сортом катода. Однако, все же можно добиться некоторого улучшения по трем линиям.

1) Уменьшением площади фотокатода до минимума, необходимого по условиям работы (имеется в виду работа с концентрированными световыми потоками).

2) Увеличением интегральной чувствительности фотокатода (вследствие этого уменьшится отношение термоэлектронного тока к фотоэлектрическому, тем более, что катоды с высокой фоточувствительностью обладают относительно малой термоэлектронной эмиссией и обратно⁸⁾).

3) Поддержанием умножителя при низкой температуре.

Наиболее эффективным является несомненно последний метод, если только он осуществим в данных практических условиях работы. По измерениям того же Райхмана, при понижении температуры фотокатода до -28° оказывалось возможным снизить порог чувствительности до $2 \cdot 10^{-11}$ lm.

Наконец, особенно ценных результатов можно ожидать при замене кислородно-серебряно-цезиевого катода другим, обладающим большей работой выхода. Уже применение кислородно-серебряно-рубидиевых катодов дает ощутимое улучшение. Еще лучшие результаты, несомненно, даст сурьмяно-цезиевый фотокатод как благодаря своей высокой работе выхода⁹ ($\sim 1,7$ V), так и вследствие исключительно большого квантового выхода, достигающего в области селективного максимума около $30\%_{10}$. Этот катод применим, однако, исключительно для работы в видимой области.

С. Выходные мощности электронных умножителей

1. Выше мы установили две области использования электронных умножителей, где они дают несомненные принципиальные преимущества. Это — области малых модулированных и немодулированных световых и электронных потоков. Третья область, сходная с этими, только еще намечается — это использование умножителей для регистрации отдельных элементарных частиц. В этом разделе мы рассмотрим вопрос о допустимых для умножителей нагрузках и установим причины, препятствующие широкому использованию умножителей применительно к большим и средним световым потокам.

2. Как показывает опыт, выходные токи современных электронных умножителей не представляется возможным практически сделать больше 1—5 мА, что при разности потенциалов в 50—200 V на

каскад соответствует 0,05 до 1 W. Эти цифры относятся к почти исключительно распространенным в настоящее время умножителям с кислородно-серебряно-цезиевыми эмиттерами. Совершенно ясно, что столь малые мощности и токи на выходе недостаточны для непосредственного приведения в действие обычных приборов (надежные реле, репродукторы), так что возникает необходимость в последующем усилении при помощи катодных ламп. Таким образом, современный умножитель оказывается не в состоянии заменить всю усилительную систему, и это обстоятельство, вместе с проблемой питания, о которой мы будем говорить далее, есть одно из существенных препятствий, ограничивающих возможности использования этих приборов. Вместе с тем это ограничение не имеет принципиального характера, поскольку оно представляет собой следствие физических свойств современных материалов, обладающих высокими коэффициентами вторичной эмиссии, как это будет сейчас разъяснено. Поэтому всякий прогресс в этой области немедленно поведет к расширению области применения умножителей в технике.

3. Указанные выше цифры предельных нагрузок на эмиттеры (колеблющиеся, вообще говоря, в зависимости от размеров эмитирующих электродов) не могут быть превышены вследствие двух обстоятельств. Главным из них являются необратимые изменения (уменьшение) коэффициента вторичной эмиссии последних катодов, а вместе с ним и общего усиления умножителя, которые приобретают катастрофический характер при увеличении отдачи далее указанных пределов, доводя срок службы прибора до нескольких часов — нескольких десятков часов. Второе и менее существенное обстоятельство это уменьшение σ (также на последних каскадах), имеющее обратимый характер. Причина этих последних изменений заключается в двух факторах, являющихся неотъемлемыми свойствами современных эффективных эмиттеров типа сложных поверхностей и коренящихся в их полупроводниковой природе: это — уменьшение σ под влиянием возрастания плотности первичного потока и под влиянием повышения температуры. Затруднение этого последнего рода может быть обойдено путем увеличения числа каскадов умножения.

4. Мы видим, таким образом, что наиболее существенным первичным фактором, определяющим поведение эмиттера, а вместе с тем и умножителя, является температура эмитирующей поверхности, приобретаемая ею в процессе работы. Поскольку повышение температуры есть следствие бомбардировки эмитирующей поверхности электронами, нам надлежит обратиться к рассмотрению энергетического баланса эмиттера.

Динамическое температурное равновесие, в котором находится эмиттер, при любом значении нагрузки определяется разностью, приобретаемой и теряемой им в единицу времени энергии. Энергия, поступающая на эмиттер, исчерпывается кинетической энергией первичного электронного потока, и потому приход в нашем балансе может быть выражен [без учета распределения первичных электронов по энергиям, на что имеются основания (см. далее)], как

$$Q_p = I_p V_p, \quad (19)$$

где I_p — сила первичного тока и V_p — разность потенциалов между данным каскадом и предыдущим. Расход энергии осуществляется двумя путями: а) через энергию, уходящую с вторичными электронами, которую можно выразить в общем виде, как

$$Q_s = e \int_{-\alpha V_p}^{V_p} N_s(V_s) dV_s, \quad (20)$$

где e — заряд электрона, $N_s(V_s)$ — функция распределения вторичных электронов по энергиям (V_s) и α — некоторый коэффициент, учитывающий то обстоятельство, что часть вторичных электронов, как это следует из опытов Пятницкого¹¹ и Вудынского¹², покидает эмиттер лишь при наличии ускоряющего поля. Принимая во внимание, что аналитического выражения для функций $N_s(V_s)$ не существует, последнее равенство для практических целей удобно заменить таким:

$$Q_s = I_s \bar{V}_s, \quad (21)$$

где $\bar{V}_s$ — среднее значение энергии вторичных электронов, которое можно определить графическим интегрированием кривой распределения скоростей электронов, и $I_s = eN_s$, причем обозначает здесь полное число вторичных электронов.

Помимо энергии, уносимой вторичными электронами, эмиттер теряет энергию через теплоотдачу, которая, если отвлечься от ничтожных потерь через конвекцию за счет остаточных газов и паров щелочного металла, может осуществляться двумя путями — посредством отвода тепла через подводки, на которых смонтирован электрод Q_T , и через излучение Q_R . Таким образом,

$$Q_p - (Q_s + Q_T + Q_R) = 0. \quad (22)$$

Мы не ставим своей целью подробное исследование этого уравнения и имеем в виду сделать из него лишь некоторые качественные выводы, для которых имеются достаточные экспериментальные данные, представляющие интерес в смысле указаний на обстоятельства, которые должны учитываться при конструировании умножителей.

Выше мы уже указывали, что при определении энергии, поступающей на эмиттер с первичным потоком, нет надобности принимать во внимание распределение первичных электронов по энергиям. Это вытекает из хода кривых распределения электронов по энергиям для эффективных эмиттеров, характерной особенностью которых является расположение максимума при малых значениях V_s (порядка 1—3 В) и его резкость. Это видно, например, из кривой рис. 2, которая относится к кислородно-серебряно-цезиевому эмиттеру¹¹. Таким образом, без существенной ошибки можно принять, что все первичные электроны имеют одну энергию V_p .

При определении Q_s , основываясь на тех же свойствах кривых распределения, мы можем принять, что энергия всех вторичных электронов одинакова и равна V_s (поскольку мы не имеем в виду точ-

ного подсчета). Используя данные Пятницкого¹¹ для кислородно-серебряно-цезиевого катода, мы находим для $V_p = 50$ V:

$$Q_p = 50 I_p; \quad Q_s = 3 I_p \sigma; \quad \eta_{50} = \frac{3\sigma}{50} \approx \frac{1}{17} \sigma$$

и для $V_p = 300$ V:

$$Q_p = 300 I_p; \quad Q_s = 2 I_p \sigma; \quad \eta_{300} = \frac{2}{300} \sigma = \frac{1}{150} \sigma.$$

К сожалению, неизвестно точно, какова в рассматриваемом случае зависимость σ от V_p . Не будет, однако, преуменьшением считать, что $\sigma_{50} \leq 2,5$ и $\sigma_{300} \leq 6$. При этом энергетический кпд для обоих случаев будет соответственно

$$\eta_{50} \approx 14\% \text{ и } \eta_{300} = 4\%.$$

Мы видим, таким образом, прежде всего, что потери энергии эмиттером за счет испускания вторичных электронов ничтожны и большая часть энергии первичного пучка расходуется на нагревание эмиттера, так что основным в расходе энергии является его теплоотдача. Кроме того, ясно, что с ростом V_p кпд уменьшается, так как возрастание σ перекрывается, с одной стороны, ростом V_p и, с другой — уменьшением $V_{s\max}$. Это обстоятельство является одним из существенных аргументов в пользу так называемых «низковольтных» умножителей, где напряжение на каскад имеет по возможности малое значение.

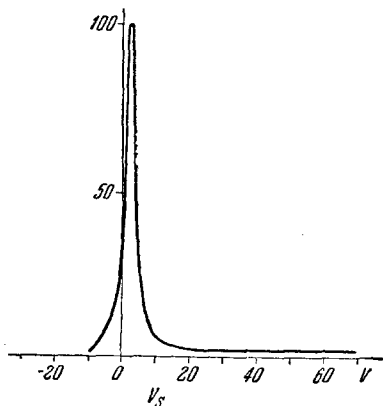


Рис. 2

Принимая во внимание, что эмиттеры умножителя имеют обычно поверхности порядка нескольких квадратных сантиметров, а также, что подводки, на которых они монтируются, имеют диаметр не больше 1 мм при длине в несколько сантиметров, следует думать, что основным из двух путей потери тепла является излучение. В особенности большую роль излучение начинает играть при высоких температурах, так как полное количество излученного тепла пропорционально четвертой степени разности температур эмиттера и окружающей среды, тогда как потери тепла через теплопроводность пропорциональны лишь первой степени этой величины. Поэтому повышение верхнего предела рабочих температур эмиттера представляет существенные преимущества в отношении повышения выходных мощностей умножителей.

5. Резюмируя изложенное, мы приходим к тому, что ограничения применимости современных умножителей для больших первичных

потоков обусловлены недостаточной температуроустойчивостью эмитирующих материалов. В основе этого их свойства лежит их низкий энергетический кпд. Неблагоприятным фактором являются также условия теплоотдачи, в которых находятся электроды умножителя.

Увеличение допустимых выходных мощностей умножителей может быть осуществлено следующими путями:

1) Улучшение энергетического баланса эмиттера. Поскольку при высоких σ , повидимому, принципиально невозможно иметь большие значения V_{max} , единственным практически осуществимым способом здесь является возможно большее снижение покаскадного напряжения (низковольтные умножители). Дополнением к этому может быть осуществление электродов с возможно большими излучающими поверхностями.

2) Использование эмитирующих материалов, способных работать при высоких температурах.

Д. Питание электронных умножителей

1. Дальнейшие ограничения в отношении возможности использования электронных умножителей возникают в связи с проблемой их питания.

Это ограничение не имеет принципиального характера, но крайне существенно в смысле техническом. Поскольку рабочее напряжение на каждый каскад должно составить от 50 до 200 В, это означает общее напряжение порядка 1 000—3 000 В. Такие напряжения легко можно получить лишь с выпрямителями, т. е. при наличии сети переменного тока. Всевозможные другие приборы (батареи, высоковольтные машины, преобразователи напряжения) не являются достаточно надежными. Кроме того, при столь высоких напряжениях осложняется вопрос об изоляции, в связи с чем начинают играть роль внешние условия (например, влажность). Поэтому электронные умножители можно считать приборами, пригодными лишь в различных стационарных установках, где веса, габариты и т. д. не играют решающей роли и где вообще умножителю могут быть созданы наиболее благоприятные условия.

Во всяком случае, всегда представляется желательным использовать питающее напряжение наиболее эффективно, т. е. иметь на каждый вольт общего напряжения, лежащего на умножителе, как можно большее усиление. Совершенно ясно, что представляющиеся здесь возможности определяются зависимостью σ от V . Не задавая аналитическим выражением этой функции, можно пользоваться просто экспериментальными кривыми $\sigma = f(V_p)$.

Для того чтобы найти наимыгоднейшее значение напряжения на один каскад, достаточно найти условия максимума для выражения²

$$\Sigma = \sigma^n, \quad (23)$$

где Σ — общее усиление умножителя, σ — усиление на один каскад и n — число каскадов. При этом принимается, что σ от каскада к каскаду не меняется, т. е. не играют роли зависимости σ от тем-

пературы и плотности первичного пучка; иначе говоря, здесь идет речь о малых удельных нагрузках эмиттеров.

Так как $n = \frac{V}{V_0}$, где V — полное и V_0 — каскадное напряжение, то

$$\Sigma = \sigma \frac{V}{V_0}. \quad (24)$$

Дифференцируя это равенство и приравнявая нулю первую производную, имеем:

$$\frac{d\Sigma}{dV_0} = \sigma \frac{V}{V_0}^{-1} \left(\frac{V}{V_0} \frac{d\sigma}{dV_0} - \frac{V}{V_0^2} \sigma \ln \sigma \right) = 0, \quad (25)$$

откуда находим условие максимума

$$\frac{d\sigma}{dV_0} = \frac{\sigma}{V_0} \ln \sigma. \quad (26)$$

Лукьяновым¹³ та же задача была решена несколько иным путем, посредством введения аналитического выражения функции $\sigma = f(V_p)$, которое было получено им на основе определенной физической картины явления в таком виде:

$$\sigma = A V_0 e^{-\mu V_0}, \quad (27)$$

где A и μ — константы, подлежащие определению по эмпирической зависимости σ от V_p , а V_0 — энергия первичных электронов. В этом случае выражение для общего усиления Σ имеет вид:

$$\Sigma = \sigma^n = (A V_0)^n e^{-\mu V_0 n}. \quad (28)$$

Полагая, как и раньше, полное напряжение равным $V = n V_0$, имеем:

$$\Sigma = \left(\frac{AV}{n} \right)^n e^{-\mu V}. \quad (29)$$

Дифференцируя это равенство по n , находим, приравняв нулю первую производную, наимыгоднейшее для данного V число каскадов n_{opt} :

$$n_{\text{opt}} = \frac{AV_0}{e}. \quad (30)$$

Мы видим, таким образом, что для каждого заданного значения V и для каждого сорта эмиттера (зависимость σ от V_p) существует определенное наимыгоднейшее, в смысле величины общего усиления, число каскадов. Это обстоятельство положено в основу конструирования так называемых «низковольтных умножителей», уже упоминавшихся нами.

III. КЛАССИФИКАЦИЯ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ

1. Электронные умножители, применяемые для усиления слабых (порядка микроампер и ниже) электронных потоков, т. е. прежде всего фотоэлектронные умножители, представлены в настоящее время настолько значительным числом конструкций, что возникает естественная потребность в их классификации. Хотя такую классификацию можно, вообще говоря, провести несколькими различными способами,

положив в основу, например, число каскадов умножения, наиболее целесообразной будет, несомненно, система, основанная на минимальном количестве второстепенных признаков. Такая классификация должна, очевидно, основываться прежде всего на наиболее фундаментальных физических характеристиках конструкций. Мы полагаем, что таковыми являются следующие: 1) группа применений, 2) число управляющих полей, 3) наличие или отсутствие фокусировки электронного потока.

В такую систему основных признаков без всякого труда укладываются все существующие типы умножителей, и нет никаких оснований считать, что в ней не будет места для новых конструкций.

2. Под группами применений мы подразумеваем не все возможные конкретные применения, но лишь две основные группы. Одна из них — та, которая использует принципиально новые возможности, открываемые электронным умножителем, т. е. снижение вплоть до предела уровня шумов и порога чувствительности. Эту группу можно назвать группой индикаторов предельно-малых световых и электронных потоков. Это не значит, конечно, что любая из конструкций, относящихся к этой группе, действительно используется таким именно образом, но означает лишь, что свойства конструкций принципиально допускают получение достаточных для этого усилений.

Вторая группа, которую можно назвать группой чувствительных фотоэлементов, включает в себя все умножители, в которых вторичная эмиссия используется лишь для некоторого повышения общей чувствительности прибора (для увеличения выходного тока).

Вторым основным признаком является число независимых управляющих полей, обеспечивающих попадание электронного потока с n -го на $(n+1)$ -й каскад. Это число может равняться или единице, или двум.

Что касается третьего основного признака, то необходимо оговориться, что здесь и всюду ниже термину «фокусировка» мы придаем только тот смысл, что электродная система умножителя при надлежащих значениях потенциалов электродов обеспечивает попадание всякого электрона, эмитированного n -м каскадом, на $(n+1)$ -й. Другими словами, это значит, что система на каждом каскаде обеспечивает полное использование электронного потока (при условии, конечно, что внешнее поле достаточно сильно по сравнению с полем пространственных зарядов).

Этой системы классификации, которая в наглядном виде представлена на прилагаемой диаграмме, мы будем придерживаться в дальнейшем, при описании конструкции электронных умножителей.

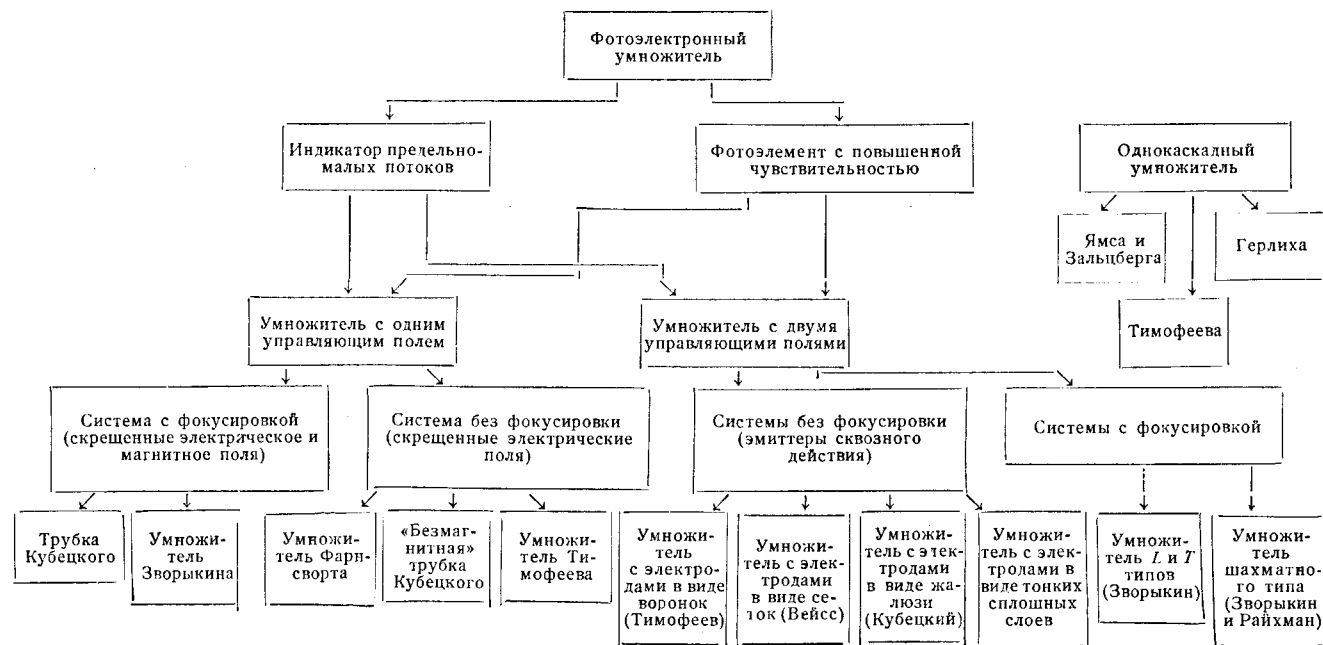
IV. КОНСТРУКЦИИ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ

А. Индикаторы предельно-малых потоков

1. Основным требованием, предъявляемым к умножителю этого класса, являются высокие общие усиления (от 10^4 до 10^6 — 10^7). Этим обстоятельством определяется их принадлежность к группе многоэлектродных приборов.

Самой существенной задачей при конструировании таких умножителей является осуществление фокусировки электронного потока,

Классификация фотоэлектронных умножителей



необходимой для использования каждого из умножающих электродов в полной мере без рассеивания электронного потока и без понижения общего усиления вследствие перехода электронов с n -го на $(n + m)$ -й каскад вместо $(n + 1)$ -го.

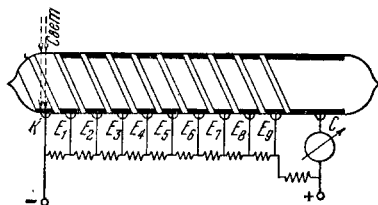


Рис. 3

Кубецкого»). В дальнейшем тот же принцип был использован Зворыкиным, которым была дана и приближенная теория действия таких приборов³.

Устройство трубки Кубецкого изображено на рис. 3. Этот умножитель представляет собой стеклянную трубку, внутренняя поверхность которой покрыта разделенным на наклонные кольца ($E_1, E_2, \dots$) слоем эмитирующего материала. Каждое из этих колец, являющихся эмиттерами, равно как фотокатод K и коллектор C , имеют платиновые выводы сквозь стенку трубки. Начиная с K и кончая C , электроды имеют равномерно повышающиеся положительные потенциалы. Магнитное поле перпендикулярно плоскости чертежа и направлено так, что электрон, вырванный из эмиттера и ускоряемый полем расположенного над ним участка следующего кольца, отклоняется к эмитирующей поверхности следующего кольца. Другой вариант этого способа управления, осуществленный Зворыкиным, изображен на рис. 4,

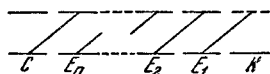


Рис. 4

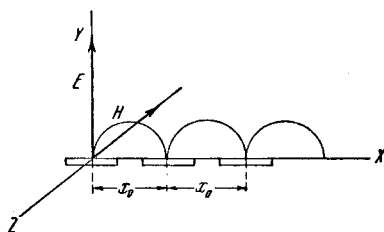


Рис. 5

где расположение электродов относительно магнитного поля и друг относительно друга то же, что и в трубке Кубецкого. Верхний ряд электродов предназначен лишь для создания градиента поля у поверхности соответствующего эмиттера, для каковой цели каждый электрод этого ряда соединяется со следующим эмиттером.

Эти электродные системы обладают весьма хорошими фокусирующими качествами при надлежащем подборе напряженности магнитного и электрического полей, что легко видеть из приводимого ниже упрощенного рассмотрения задачи о движении электронов в соответствующей системе полей.

Пусть ось X координатной системы (рис. 5) изображает направление от катода K к коллектору C электронов в электронном умножителе, ось Y совпадает с направлением (предполагаемого однород-

ным) электрического поля между каждой парой пластин и ось Z — с направлением магнитного поля (также однородного). Тогда при упрощениях, упомянутых выше и заключающихся в том, что: а) потенциал каждого верхнего электрода принимается значительно выше потенциала следующего эмиттера (что, как ясно из рис. 4, в действительности места не имеет, так как эти потенциалы одинаковы) и б) начальные скорости эмитируемых электронов равны нулю (что вообще близко к реальным условиям в случае сложных поверхностей), мы можем описать движение электрона следующей системой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= eH \frac{dy}{dt}, \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= eE - eH \frac{dx}{dt}, \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

решение которой дает

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{E}{H^2} \frac{e}{m} \left(\frac{eHt}{m} - \sin \frac{eHt}{m} \right), \\ y &= \frac{E}{H^2} \frac{e}{m} \left(1 - \cos \frac{eHt}{m} \right), \\ z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Как легко видеть, эти уравнения суть уравнения циклоиды, так что пути электронов будут изображаться кривыми рис. 5. Из этих уравнений легко определить также расстояние между точками попадания электронов на соседние эмиттеры x_0 и максимальную высоту, на которую они поднимаются над эмиттерами y_0 , а именно:

$$x_0 = 2\pi \frac{E}{H^2} \frac{m}{e} \quad (33)$$

и

$$y_0 = \frac{2E}{H^2} \frac{m}{e}. \quad (34)$$

Все полученные формулы строго справедливы лишь в том случае, если мы имеем расположение полей, указанных на рис. 5. В действительных умножителях это, конечно, не так, поскольку потенциалы эмиттеров возрастают от катода к коллектору, вследствие чего возрастают и потенциалы верхних пластин. Все это ведет к возникновению градиента электрического поля в направлении X . Кроме того, ни электрическое поле в направлениях X и Y , ни магнитное поле не являются однородными. Это настолько усложняет условия, что не дает возможности произвести более точное аналитическое рассмотрение.

Если учесть распределение начальных скоростей электронов (по величине и направлению), то для электронных путей вместо циклоид получается семейство трохоид, вырождающееся в циклоиду при равенстве начальной скорости нулю. При этом оказывается, что де-

фокусировка пучка в направлении оси X составляет ничтожную долю расстояния между точками попадания электронов на эмиттеры, определенную без учета распределения скоростей. В конструкции рис. 4 наблюдается довольно значительная дефокусировка в направлении оси Z (рис. 5), обусловленная отсутствием ориентирующих полей в этом направлении, а также пространственным зарядом пучка

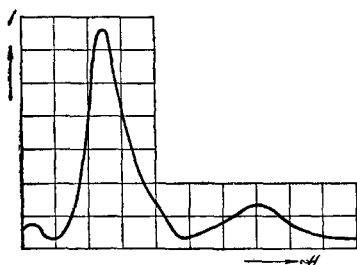


Рис. 6

(особенно на последних каскадах, где плотность его велика). Дело может доходить даже до того, что пучок выходит за пределы эмиттера. Конструкция рис. 3 более свободна от этого дефекта, так как, во-первых, здесь при перемещении в направлении Z по эмиттеру меняется направление нормали и, во-вторых, потому, что электронный поток со всех сторон охватывается эмитирующей поверхностью.

Несмотря на хорошие фокусирующие качества этой конструкции умножителей (в особенности конструкции рис. 3), они не особенно удобны в смысле применений. Причиной этого является наличие двух фокусирующих полей, между напряжениями которых для наилучшей фокусировки должно существовать довольно строго определенное соотношение. Это можно видеть из рис. 6, изображающего выходной ток умножителя (при неизменном световом потоке и общем напряжении) в функции напряженности магнитного поля. Из рисунка видно, что условия максимальной чувствительности выражены весьма резко.

Таким образом, для осуществления максимальной чувствительности необходимо иметь возможность регулировки магнитного поля, что легко осуществимо лишь при использовании электромагнита или при устройстве специальных приспособлений для перемещения постоянного магнита. И то, и другое громоздко; электромагнит требует источника питания, а постоянные магниты не отличаются особым постоянством. Столь же резкий характер носит и зависимость чувствительности от полного напряжения при неизменном магнитном поле.

3. Первый многокаскадный умножитель с чисто электростатическим управлением был предложен П. Т. Фарнсвортом². Схема его устройства изображена на рис. 7.

В этом типе умножителя многократная бомбардировка поверхности, дающая вторичную эмиссию (таковой является внутренняя поверхность стенок трубки между вводами K_1 и K_2 , представляющая собой кислородно-цезиевый катод), достигается тем, что всякий вырванный электрон оказывается под действием двух полей — одного радиального, создаваемого разностью потенциалов между слоем на

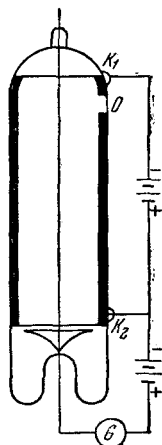


Рис. 7

поверхности баллона и протянутой по оси прибора проволокой, и другого — продольного, возникающего благодаря разности потенциалов, наложенной между K_1 и K_2 (для этой цели слой серебра, на котором образуется цезиевый катод, наносится не непосредственно на стекло, но на неокисляющийся при обработке кислородом тонкий слой никеля или платины, обладающий сопротивлением в 0,5—2 МΩ; благодаря этому вдоль всей трубки создается равномерное падение потенциала. Под действием этих полей первичный электрон, вырванный светом, проникающим в трубку сквозь окно O , ударяется в противоположную стенку на расстоянии, определяемом диаметром трубки и соотношением обоих полей с энергией, определяемой разностью потенциалов между точками вылета и удара, и вызывает там вторичную эмиссию. Вторичные электроны движутся таким же образом дальше, и процесс продолжается до тех пор, пока электроны не будут собраны воронкообразным коллектором, расположенным в нижней части трубки (часть электронов попадает непосредственно на нить и в дальнейшем умножении не участвует).

Здесь, таким образом, для управления используются скрещенные электростатические поля. Этот метод управления электронным потоком имел дальнейшее развитие, о чем будет сказано в дальнейшем.

Эта конструкция представляет собой весьма элегантное решение проблемы электростатического управления. В частности, что практически существенно, она не является многовводной конструкцией. Это позволяет придавать умножителю сравнительно малые размеры. Вместе с тем она обладает и рядом существенных недостатков, корнящихся в том обстоятельстве, что радиальное поле убывает по мере приближения к выходному концу трубки. Следствием этого является невозможность рассасывать значительные пространственные заряды, что ведет к ограничению осуществимых выходных токов, к снижению усиления, к сокращению рабочего участка световой характеристики.

Другой вариант управления посредством двух электростатических полей был осуществлен Кубецким в конструкции умножителя, отличавшейся от только что описанной тем, что вместо создания градиента поля вдоль трубки за счет падения потенциала на слое с высоким сопротивлением оно создавалось при посредстве внешнего делителя напряжения; сама же эмитирующая поверхность (также слой на стекле) разделена на отдельные кольца (рис. 8). Эта конструкция, наряду со всеми недостатками предыдущей, имеет еще и все дефекты многовводной системы.

Дальнейшее применение метод двух электростатических полей получил в конструкции, предложенной П. В. Тимофеевым. Эта конструкция, схема которой показана на рис. 9, также является многовводной и отличается тем, что электроды представляют собой от-

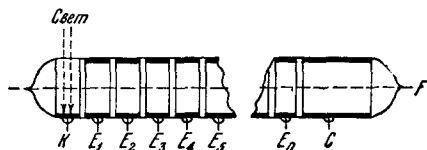


Рис. 8

дельные пластинки, расположенные внутри эвакуированного баллона; выводы же от пластин осуществлены через обычную ножку. В остальном это расположение может быть получено из предыдущего, если разрезать цилиндрическую трубку плоскостью, проходящей через ось ее, развернуть полуцилиндры на плоскость и заменить нить F редкой сеткой G . Наличие сетки вместо нити улучшает условия для рассасывания пространственных зарядов, но зато открытая форма

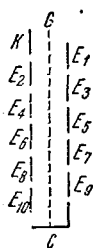


Рис. 9

электродов облегчает потери электронного потока, поскольку фокусировка здесь отсутствует.

Отсутствие фокусировки есть основной недостаток всех трех последних конструкций. Оно ведет к тому, что среднее усиление на каскад оказывается значительно ниже, чем у систем с фокусировкой, при тех же значениях покаскадного напряжения. Так, например, в то время, как конструкция рис. 10 при 100 В на каскад дает σ около 2,5 (при кислородно-серебряно-цезиевом эмиттере), системы с фокусировкой дают σ около 4,7—5.

4. Следующая обширная группа умножителей характеризуется наличием одного управляющего (электростатического) поля, создаваемого заданием соответствующих потенциалов на электроды. Они распадаются на две подгруппы, к одной из которых относятся системы с фокусировкой и к другой — системы без таковой.

Для второй подгруппы характерно применение перфорированных электродов. Существуют три конструкции, различающиеся устройством электродов. Первая из них, предложенная Тимофеевым (изображена на рис. 10), имеет электроды в виде полых усеченных конусов, внутренние поверхности которых покрыты эмитирующим слоем. На рис. 11 показана схема другой конструкции, впервые



Рис. 10



Рис. 11

предложенной Кубецким, где эмитирующие электроды имеют форму жалюзи. Наконец, третья конструкция с электродами в виде сеток была описана Вейссом¹⁴.

Все эти три конструкции обладают тем основным недостатком, что в них неосуществимо полное использование электронов, освобождаемых на каждом из электродов. Это обстоятельство коренится в строении электродов, с одной стороны, и в расположении полей, — с другой. То, что электроды имеют отверстия, ведет к прохождению части электронов с n -го электрода сквозь $(n+1)$ -й без выбивания вторичных — это одна причина понижения эффективности. Другая заключается в том, что ускоряющее поле, долженствующее отбирать электроны с каждого электрода, экранируется им самим

и не вытягивает всех электронов. Очевидно, что степень использования каждого каскада определяется двумя факторами: 1) коэффициентом заполнения поперечного сечения электрода и 2) его проницаемостью. Поскольку улучшение одного из этих параметров ведет автоматически к ухудшению другого, оптимальное решение должно быть компромиссным. Наибольшую проницаемость при наибольшем коэффициенте заполнения можно осуществить при возможно меньших просветах, при возможно более узких и коротких сплошных промежутках. К этим условиям наиболее близко подходит третья из конструкций и наиболее далека от них первая. Умножители Вейсса имели сетки с десятью тысячами петель на 1 см^2 .

Идеальным электродом для умножителей этой конструкции был бы полупрозрачный для электронов и электрического поля электрод, который под действием первичного потока, падающего с одной стороны, давал бы значительную вторичную эмиссию с противоположной. Этот принцип устройства эмитирующих электродов был запатентован Кубецким; однако, все попытки практического осуществления его не дали до сих пор положительных результатов.

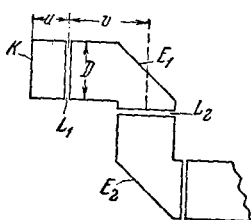


Рис. 12

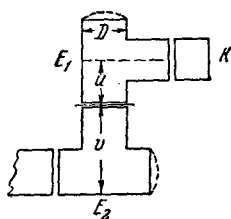


Рис. 13

5. Первые умножители с одним управляющим полем и с фокусировкой были описаны еще в 1936 г. Зворыкиным и его сотрудниками³. На рис. 12 изображена схема так называемого умножителя типа *L*. Каждый электрод здесь состоит из двух соединенных цилиндров, причем внешняя поверхность стыка срезана плоскостью, наклоненной под углом в 45° к осям обоих цилиндров. Эмитирующими вторичные электроны поверхностями являются эти срезы. Фотокатод может быть осуществлен в виде сетки или жалюзи. Фокусирующие свойства этой системы обусловлены наличием промежутков между цилиндрами, образующими соседние электроды. Эти промежутки играют роль электрических линз. На рис. 13 изображена схема другой конструкции умножителя, основанного на том же принципе. Это так называемый умножитель типа *T*. В этом случае между размерами электродов должно существовать то же соотношение, что и раньше (см. рис. 12), а именно:

$$u + v = 2D,$$

$$u = \frac{2D}{3}; \quad v = \frac{4D}{3};$$

фокусирующие свойства этих линз не зависят от потенциала электродов.

Несмотря, однако, на то, что фокусировка в этих конструкциях обеспечена, их использование возможно лишь при весьма малых токах,

так как рассасывание пространственных зарядов затруднено экранирующим действием самих цилиндров. Поэтому такие конструкции обычно используются лишь в тех случаях, когда имеется в виду применение лишь небольшого числа каскадов.

6. Особый интерес представляет разработанная в последнее время конструкция умножителя с одним управляющим полем и фокусировкой, основанная на детальном исследовании полей и путей электронов в электростатическом умножителе¹⁵. На этой конструкции мы остановимся подробнее, особенно в связи с тем, что при ее создании были тщательно исследованы различные источники темновых токов в электронных умножителях, а также потому, что применительно к ней были использованы новые общие экспериментальные методы, могущие иметь большие применения в создании новых конструкций электронных приборов.

Аналитическое рассмотрение. Рассмотрим некоторое число электродов, находящихся при известных постоянных потенциалах, и траекторию, описываемую заряженной частицей под влиянием создаваемых только этими заряженными электродами электростатических полей. Это означает, в частности, что мы не будем принимать во внимание полей, создаваемых самими заряженными частицами, т. е. пространственных зарядов.

В такой электродной системе потенциал φ любой точки пространства удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\Delta^2 \varphi = 0 \quad (35)$$

и определяется соответствующими граничными условиями, т. е. принимает заранее заданные значения на поверхностях металлических электродов. Пусть заряженная частица имеет массу m и заряд e и представляет собой заряженную сферу исчезающе-малого радиуса, что является допустимым приближением в применении к электронам или ионам.

Такая частица, двигаясь в консервативном поле сил, определяемом потенциалом φ , будет подчиняться ньютоновскому уравнению движения

$$m \frac{d^2 \bar{R}}{dt^2} = -e \text{ grad } \varphi \quad (36)$$

(где $\bar{R}$ — радиус-вектор частицы), а также начальным условиям. Для того чтобы получить уравнение траектории, вообще говоря, достаточно проинтегрировать уравнение Лапласа (35), ввести найденные значения потенциала в уравнение (36) и исключить затем из него время. Вместо этого можно воспользоваться принципом наименьшего действия (что иногда оказывается много проще). В этом случае время оказывается исключенным с самого начала. В рассматриваемом нами случае принцип наименьшего действия гласит, что в консервативной системе сил траектория между двумя точками A и B такова, что интеграл

$$S = \int_A^B 2W dt \text{ или } S = \int_A^B mv ds \quad (37)$$

(где W — кинетическая энергия, v — скорость, ds — элемент траектории и dt — элемент времени) сохраняет постоянное значение.

При надлежащем выборе начала отсчета потенциала φ , таком, чтобы полная энергия частицы обращалась в нуль, т. е. чтобы $|e\varphi| = |W|$, второй из интегралов (37) обращается, с точностью до постоянных множителей, в

$$S = \int_A^B V \bar{\varphi} ds. \quad (38)$$

При этом предполагается, что скорость частицы настолько мала, что релятивистскими поправками можно пренебречь.

Рассматривая двухмерную задачу и вводя декартовы координаты x и y , получаем:

$$S = \int_A^B V \bar{\varphi} \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx. \quad (39)$$

Этот интеграл приобретает стационарное значение в том случае, если удовлетворяется уравнение Эйлера:

$$\frac{d}{dx} F_{y'} - F_y = 0, \quad (40)$$

где

$$F(x, y, y') = V \bar{\varphi}(x, y) \cdot \sqrt{1 + y'^2} \quad (41)$$

причем через y' обозначена производная от y по x .

Это последнее уравнение обращается в наш случай в так называемое уравнение луча

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{1}{2\bar{\varphi}} \left(\frac{d\bar{\varphi}}{dy} - \frac{dy}{dx} \frac{d\bar{\varphi}}{dx} \right) \left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]. \quad (42)$$

Из уравнения (42) видно, что траектория заряженной частицы в данной электродной конфигурации не зависит от ее заряда и массы и остается неизменной при пропорциональном изменении потенциала всех электродов. Рассмотрение уравнения движения частицы (36) с заменой $\bar{R}$ на $\lambda \bar{R}$ показывает, кроме того, что увеличение размеров системы ведет лишь к соответствующим увеличениям размеров самой траектории. Эти обстоятельства имеют существенное значение для дальнейшего.

Вообще говоря, аналитическое интегрирование этих дифференциальных уравнений не представляется возможным в случае большинства электродных систем, даже простейших. Что же касается численного интегрирования, то этот весьма длительный и кропотливый процесс может быть с успехом заменен экспериментальными приемами, которые мы рассмотрим дальше.

Электролитическая ванна и графические методы. Метод электролитической ванны заключается в том, что в электролит помещается модель электродной системы и всем электродам задаются потенциалы, пропорциональные потенциалам электродов строения. В этих условиях потенциал любой точки электролита называется пропорциональным потенциалу соответствующей точки

поля электродной системы в действительных условиях, так что оказывается возможным построение распределения потенциала во всей системе. Распределение потенциала на поверхности электролита соответствует таковому в плоскости симметрии электродной системы, разделяющей погруженную часть модели и ее зеркальное изображение относительно поверхности. Два наиболее часто встречающихся типа электродных систем, обладающие аксиальной симметрией и состоящие из цилиндрических электродов с образующими, нормальными к некоторой плоскости, действительно имеют такие плоскости симметрии¹⁶.

Задача нахождения электронных траекторий по распределению потенциала может быть решена путем численного интегрирования, как уже отмечалось выше. Более удобно, однако, воспользоваться графическими методами, которые в основном состоят в замене траектории отрезками различных простых кривых, как то: прямых линий, окружностей, парабол и т. д. Один из таких методов, известный под названием «метода окружностей», основан на весьма простом соотношении между радиусом кривизны R в точке P траектории, значением потенциала V в этой точке и компонентной E_r электрического поля, нормальной к траектории в той же точке P .

Для частицы с начальной энергией eV_0 мы имеем по закону сохранения энергии

$$\frac{mv^2}{2} = e(V + V_0). \quad (43)$$

Так как центростремительное ускорение пропорционально радиальной силе, то можно написать:

$$\frac{mv^2}{R} = eE_r. \quad (44)$$

Исключая из (43) и (44) mv^2 , находим соотношение

$$R = 2 \frac{V + V_0}{E_r}, \quad (45)$$

которое и является основой для «метода окружностей».

Предположим, что мы имеем систему эквипотенциальных линий (плоская задача), что частица приходит на эквипотенциальную линию

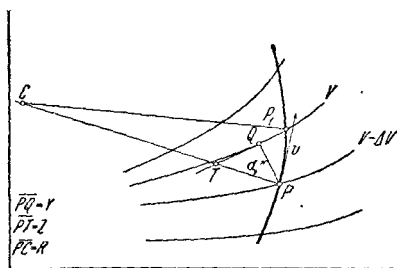


Рис. 14

$V - \Delta V$ со скоростью v (рис. 14). Центр дуги окружности, являющейся приближением отрезка траектории между линиями $V - \Delta V$ и V , будет лежать на линии PTC , нормальной к траектории в точке P . Расстояние $Y = PQ$ есть приближенно кратчайшее расстояние между линиями V и $V - \Delta V$, так что

$$E = \frac{\Delta V}{Y}, \quad (46)$$

где E есть напряженность поля в точке P , выраженная с той же силой, с которой можно считать изменение потенциала от $V - \Delta$

до V линейным с расстоянием по траектории. Компонента поля в направлении PC будет при этом

$$E_r = E \cos \alpha, \quad (47)$$

где $\alpha = LQPC$ (QT проведено перпендикулярно к QP).

Принимая во внимание, что

$$\cos \alpha = \frac{Y}{Z}, \quad (48)$$

где $Z = PT$, из уравнений (45) и (48) находим, что

$$R = 2 \frac{V + V_0}{\Delta V} Z. \quad (49)$$

Таким образом, для нахождения положения центра оказывается достаточным умножить расстояние PT на известный коэффициент $\frac{2(V + V_0)}{\Delta V}$. Дуга окружности PP_1 представляет собой искомое приближение отрезка траектории. Повторяя эту операцию достаточное число раз, можно построить всю траекторию. При этом нет необходимости каждый раз строить V , поскольку точка C должна непременно лежать на линии P_1C (так как отрезки траектории должны плавно переходить один в другой без нарушений непрерывности направления). Таким образом, каждый раз подлежит определению точка Q , касательная QT и дуга PP_1 .

Свойства уравнения (45) были использованы при конструировании весьма остроумных машин для автоматического построения траектории^{17,18}. Это уравнение было применено также для графического метода, сходного с описанным¹⁹.

Механическая модель. Чрезвычайно удобный экспериментальный метод, позволяющий одновременно находить распределение потенциала и траектории электронов, основан на аналогии между движением небольшого шарика, катящегося по надлежащим образом натянутому эластичному (резиновому) полотнищу под действием силы тяжести, и движением заряженной частицы в электрическом поле. Такой прием был использован многими авторами^{16, 20-22} для демонстрации действия электронооптических систем. Этот метод оказывается применимым к случаю движения заряженных частиц в плоскости, нормальной к образующим электродных поверхностей, которые предполагаются цилиндрическими и имеющими бесконечную протяженность в направлении образующей или, во всяком случае, достаточно длинными для того, чтобы краевой эффект не оказывал никакого действия.

Механическая модель электродной системы строится путем установки на горизонтальной доске жестких цилиндрических поверхностей, директрисы которых подобны директрисам исследуемых электродов и высоты которых пропорциональны их потенциалам. Если исследуется траектория отрицательно заряженной частицы, например, электрона, то выше всех должен быть электрод, обладающий наименьшим потенциалом; для положительного иона—наоборот.

Резиновое полотно, предварительно натянутое на прямоугольную или круглую раму, прижимается затем к модели таким образом, чтобы оно находилось в соприкосновении с цилиндрами по всей длине их верхних краев. Это означает применение придавливания резины вниз к электродам в тех местах, где натяжение ее не позволяет получить соприкосновения иначе. Горизонтальная проекция траектории центра тяжелого твердого шарика, катящегося по этому натянутому полотну под действием силы тяжести, оказывается подобной траектории заряженной частицы, движущейся в соответствующих электрических условиях, если только начальные условия в обоих случаях идентичны. Справедливость этого легко может быть показана.

Выясним прежде всего, какова будет форма, которую примет поверхность резинового полотнища в указанных условиях. Для этого предположим, что резина была натянута на раму таким образом, что ее натяжение было однородно и велико по сравнению с тем добавочным натяжением, которое возникает в результате приведения ее в соприкосновение с цилиндрическими электродами. Аналитически это можно выразить как подъем первоначально невозмущенной плоской поверхности вдоль некоторого контура на высоту $z(x, y)$ относительно плоской поверхности, в которой расположены оси координат X и Y прямоугольной декартовой системы. Мы будем считать, что деформируемая поверхность представляет собой идеальное двумерное тело, не обладающее сопротивлением на изгиб; причем потенциальная энергия ее пропорциональна площади. Такое тело, стремясь принять форму, соответствующую минимуму потенциальной энергии, должно уменьшать до минимума свою поверхность.

Величина площади поверхности $z(x, y)$ дается интегралом

$$S = \iint_A \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2} dx dy, \quad (50)$$

где A — горизонтальная проекция поверхности внутри границ контура. Искомая функция $z(x, y)$, приводящая интеграл к минимуму, должна удовлетворять дифференциальному уравнению Эйлера:

$$\frac{\partial}{\partial x} F_{zx} + \frac{\partial}{\partial y} F_{zy} - F_z = 0, \quad (51)$$

где

$$F(x, y, z, z_x, z_y) = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2}. \quad (52)$$

Это дает

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2 \right] + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} \left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 \right] - 2 \frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y} \frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial z}{\partial y} = 0. \quad (53)$$

Если $\frac{\partial z}{\partial x}$ и $\frac{\partial^2 z}{\partial y}$ малы, то (53) обращается в

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = 0, \quad (54)$$

т. е. в уравнение Лапласа (35), где φ заменено через z . Другими словами, при небольших крутизнах и сходных ограниченных условиях высота любой точки полотноща пропорциональна электростатическому потенциалу соответствующей точки электростатического поля.

Пусть теперь шарик радиуса R катится по поверхности $z(x, y)$ под действием силы тяжести. Мы должны считать при этом, что существует некоторое трение, так как в противном случае вместо качения имело бы место скольжение. Мы примем, что здесь имеет место «идеальное качение», т. е. что статическое трение достаточно для того, чтобы имело место качение, а динамическое трение отсутствует. Тогда наш шарик будет двигаться в консервативном силовом поле, поскольку мы пренебрегаем потерями энергии на трение. Если радиус шарика достаточно мал по сравнению с радиусом кривизны поверхности, то элемент перемещения центра шарика и точки его соприкосновения с поверхностью могут быть приняты равными друг другу. Поэтому если центр перемещается на ds , то шарик поворачивается на угол $d\alpha$, причем

$$d\alpha = \frac{ds}{R}. \quad (55)$$

Полная кинетическая энергия шарика будет

$$W = \frac{1}{2} mv^2 + \frac{1}{2} I\omega^2 = \frac{1}{2} v^2 \left(m + \frac{I}{R^2} \right), \quad (56)$$

где v — скорость центра шарика, ω — его угловая скорость и I — момент инерции. По принципу наименьшего действия, описываемая шариком траектория должна быть такой, чтобы интеграл

$$S = \int_A^B 2W dt = \int_A^B v^2 \left(m + \frac{I}{R^2} \right) dt = \int_A^B \left(m + \frac{I}{R^2} \right) v ds \quad (57)$$

(где A и B — начало и конец траектории) имел минимальное значение.

Так как приращение кинетической энергии равно убыли энергии потенциальной, то при надлежащем выборе начала отсчета по оси z будем иметь:

$$\frac{1}{2} v^2 \left(m + \frac{I}{R^2} \right) = |mgz|. \quad (58)$$

Подставляя это выражение в интеграл S и пренебрегая всеми постоянными факторами, получаем:

$$S = \int_A^B \sqrt{z} ds = \int_A^B \sqrt{z} \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dx} \right)^2} dx. \quad (59)$$

Одинтегральное выражение здесь может рассматриваться как функция только аргументов x, y и y' , так как z есть известная функция и y :

$$F(x, y, y') = \sqrt{z(x, y)} \sqrt{1 + \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)^2}. \quad (60)$$

Если сравнить между собой функции (60) и (41), то, поскольку на основании (59) мы имеем, что z пропорционально φ , мы должны считать (60) и (41) идентичными, если только можно пренебречь величиной $\left(\frac{dz}{dx}\right)^2$, что означает малые наклоны натянутого резинового полотнища. Раз эти функции пропорциональны друг другу, то эйлеровские уравнения будут подобны, а значит, и траектории заряженной частицы и шарика также окажутся подобными друг другу, чем и доказывается высказанное выше положение.

Практическое выполнение механической модели показано на рис. 15. Основанием для нее служит стол из стальных труб, снабженный

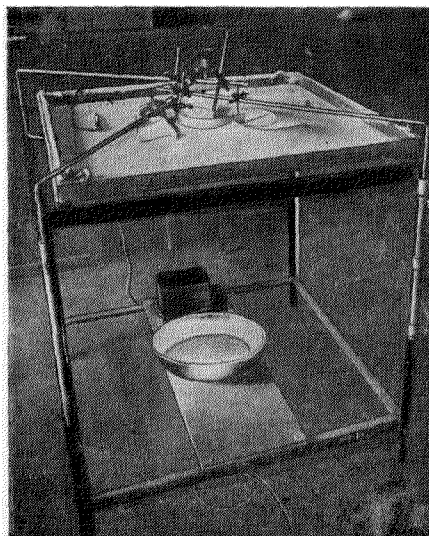


Рис. 15

установочными винтами, на котором расположена квадратная стеклянная плита размером около 85×85 см². Цилиндрические электроды удобно изготовлять из алюминиевых полос толщиной около 1,5—2 мм, так как алюминию, подвергнутому отжигу при 300—400°, с большой легкостью может быть придана любая нужная форма. Эти электроды тем или иным способом укрепляются в нужном положении на основном стекле, на котором предварительно чертится схема их расположения. Резиновое полотнище должно быть однородным, с гладко поверхностью, весьма упругим и вместе с тем достаточно прочным для того, чтобы

не прорываться электродами и не деформироваться под действием веса шариков. Оно натягивается на прочную деревянную раму, причем равномерность натяжения обеспечивается тем, что на резинируется фигура, подобная раме, но меньших размеров, после чего полотнище растягивается так, чтобы чертеж совпал с краями рамы. Полотнище прижимается к электродной системе при помощи вспомогательных электродов той же формы, располагаемых в нужных местах сверху и удерживаемых в нужном положении соответствующе расположенными держателями. В качестве «электронов» используются обычные шарики от шариковых подшипников. Оказывается, в одинаковой мере пригодны (при принятых размерах модели) шарики от 1,5 до 6 мм в диаметре, так что если использовались достаточно крупные шарики, диаметром 4,5 мм. Пуск шарика осуществляется при помощи электромагнита, питания которого при размыкании цепи прекращается, совет

затухающее колебание. Этим исключается возможность влияния на движение шарика остаточного намагничивания. Так как с точки зрения изучения фокусирующих свойств системы интерес представляют лишь начальная и конечная точки траектории, то в большинстве случаев можно ограничиться просто визуальным наблюдением движения шарика, нанеся шкалы на отправном и конечном электроде (или на основном стекле и проецируя изображение шкал на резину источником света, расположенным под стеклом — рис. 18).

Не представляет труда также и осуществление записи всей траектории фотографическим путем. Если освещать модель прерывистым светом, например, от газосветной лампы, работающей на

переменном токе, а экспонировать в течение всего пробега шарика, то на снимке получится пунктирная линия, изображающая траекто-

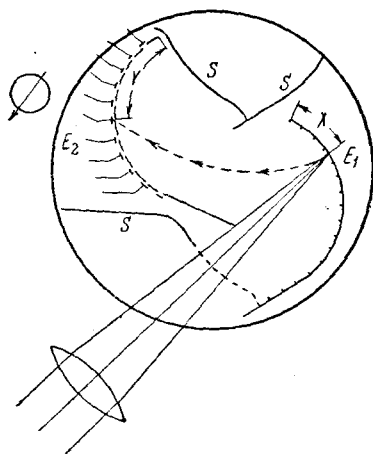


Рис. 16

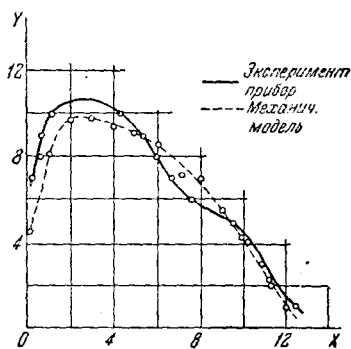


Рис. 17

рию. Расстояния между последовательными изображениями шарика будут указывать его относительную скорость и, следовательно, значения потенциала.

Поскольку те идеальные условия, которые были приняты при математическом выводе, на практике не осуществимы вследствие наличия динамического трения, прогиба резины под действием веса шарика, больших наклонов поверхности и т. д., то применимость метода проверялась непосредственно на электронном приборе. Схема одного из таких приборов изображена на рис. 16. Он представляет собой модель двух соседних электродов E_1 и E_2 , снабженных охранными экранами S во избежание искажения поля. Отрицательный электрод (E_1) делается фоточувствительным, так что начало электронных траекторий определяется точкой, в которую направляется световой пучок. Положительный электрод снабжается одним подвижным или серией неподвижных приемников электронов.

Соответствие между точками первого и второго электрода устанавливается по максимуму тока на приемник электронов, или при перемещении светового пятна, или (в случае подвижного приемника) самого приемника. На рис. 17 изображена зависимость координаты

точки прибытия электрона (Y) от точки отправления (X) для окончательной электродной конфигурации. Цифры по осям координат соответствуют нанесенным на рис. 18. Пунктирная кривая дает кривую фокусировки, полученную с механической моделью, сплошная —

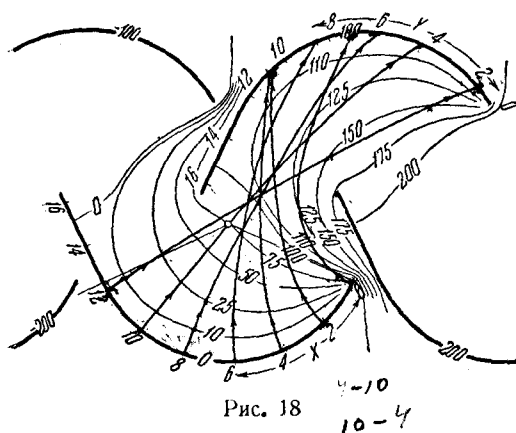


Рис. 18

с только что описанным прибором. Хорошее согласие между теми с другими результатами, которое было обнаружено и в ряде других случаев, показывает ценность метода механической модели и указывает на возможности широкого его использования. Необходимо отметить только, что этот метод неприменим к структурам электродов с аксиаль-

ной симметрией и не может быть использован для решения вопросов, связанных с объемными зарядами.

Конструкции умножителей и устранение источников темновых токов. Электродная система, изображенная на рис. 19, возникла на основе совмещения условий хорошей фокусировки и устранения двух из упомянутых выше источников темновых токов, а именно, ионной обратной связи и холодной эмиссии.

На рис. 19, *a* изображена первая из электродных конфигураций электростатического умножителя, исследованная посредством описанных методов. Она представляла собой два ряда плоских пластин, расположенных таким образом, что середины пластин одного ряда приходились против промежутков между пластинами другого. Как оказалось, такая система обладает настолько плохими фокусирующими свойствами,

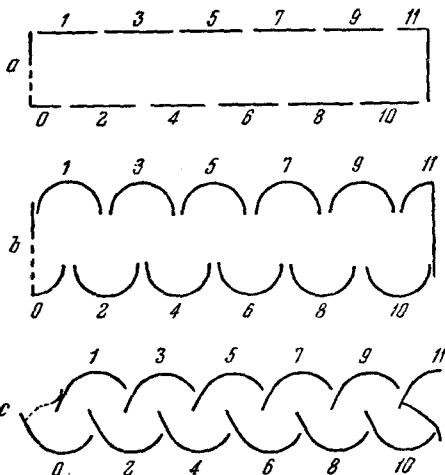


Рис. 19

что осуществление с ней многокаскадного умножителя не представляется возможным. Однако, придание электродам полуцилиндрической формы (рис. 19, *b*) позволяет получить уже вполне удовлетворительную фокусировку. Но, с другой стороны, умножители

таким расположением электродов оказываются обладающими очень большими темновыми токами, обусловленными прежде всего ионной обратной связью.

Сущность явления, называемого нами ионной обратной связью, состоит в том, что при значительных плотностях электронного тока в области последних каскадов умножителя там оказывается возможным, несмотря на малое давление остаточных газов (преимущественно — паров щелочного металла), образование некоторого количества положительных ионов. Эти ионы под действием поля движутся в сторону первых каскадов и выбивают там новые электроны, которые подвергаются умножению и создают, таким образом, некоторое увеличение выходного тока, которое вообще ведет к дальнейшему увеличению числа ионов и т. д. Таким образом, этот процесс обладает свойством регенеративности, чем и оправдывается его название. В отношении физической сущности этот процесс весьма сходен с процессами, имеющими место в газонаполненных фотоэлементах и математически может трактоваться аналогичным образом. На этом мы останавливаться не будем. Качественно здесь следует различать два случая. Первый из них — это тот, когда один положительный ион (в среднем) выбивает где-то в области первых каскадов столько вторичных электронов, что они (после умножения) дают начало больше чем одному новому положительному иону. Это — случай самостоятельного существования темнового тока, когда он может достигать очень больших значений (ограничивается только дефокусирующим действием пространственных зарядов). В этом случае умножитель дает большой ток и в отсутствии освещения (поскольку первичный электронный ток всегда существует в умножителе за счет термоэлектронной эмиссии и других факторов). Второй случай — когда число создаваемых одним положительным ионом новых ионов меньше единицы. В этом случае темновой ток существует лишь как некоторая добавка к выходному току за счет фотоэлектронной или термоэлектронной эмиссии. Характерной чертой темнового тока вследствие наличия ионной обратной связи является его зависимость от общего напряжения на умножителе. Этот ток растет по показательному закону.

Наиболее радикальным методом устранения ионной обратной связи является предотвращение попадания положительных ионов из области последних каскадов на первые. Это может быть достигнуто путем придания электродам надлежащей формы и расположения, которые изображены на рис. 19, с, а также введением специальных экранов.

Однако, и в этом случае, несмотря на устранение ионной бомбардировки первых каскадов, остается некоторый темновой ток, экспоненциально зависящий от напряжения на умножителе. Эта компонента темнового тока обусловлена холодной электронной эмиссией краев электродов, особенно значительной вследствие малой величины работы выхода сложных поверхностей. Устранение ее осуществляется, с одной стороны, увеличением зазоров между соседними электродами и, с другой, — устранением всяких острий на соответствующих

щих краях электродов. Последнее достигается тем, что край электрода заключается в обойму (рис. 20) из тонкого листового материала, которая не подвергается сварке или другим методам обработки, могущим создать острые выступающие части. Как видно из рис. 20, концы этой обоймы загибаются и привариваются к другому краю электрода. Это обеспечивает, с одной стороны, жесткость электрода и, с другой, — благоприятно

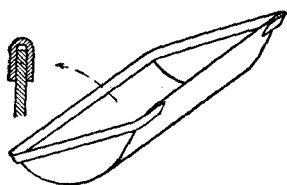


Рис. 20

в том отношении, что ослабляет рассеяние электронного потока в стороны. В связи с этим нужно отметить, что для обеспечения хорошей фокусировки (отсутствие искажений поля за счет краевого эффекта) необходимо, чтобы длина электрода по образующей не менее чем вдвое превышала длину хорды.

Последним из основных источников темнового тока являются омические утечки в цепи коллектора. Распознавание этой компоненты темнового тока основано прежде всего на линейной зависимости его от напряжения на умножителе. В его наличии легко убедиться также, выключив несколько каскадов умножителя, оставляя включенным коллектор. Наконец, существование темнового тока при напряжениях на умножителе в несколько десятков вольт также свидетельствует о наличии омических утечек, так как в этих условиях ни холодная эмиссия, ни общее усиление не имеют нужной для существования других компонент темнового тока величины. Способ устранения утечек сводится к возможно лучшей изоляции коллектора. Этим путем, без применения всяких охранных колец, можно получить сопротивление изоляции коллектора около 10^{13} — 10^{14} Ω , т. е. иметь при общем напряжении на умножителе в 2 000—3 000 В ток утечки около 10^{-10} А. При принятии этих мер конструкция оказалась вполне пригодной для измерения, с одной стороны, весьма малых световых потоков и, с другой, — для исследования термоэлектрических констант фотокатодов.

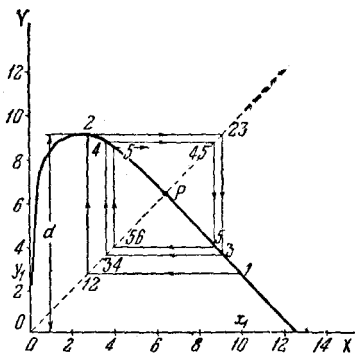


Рис. 21

Эта конструкция обладает, кроме того, превосходными фокусирующими свойствами. Особенностью ее является то, что серия таких ячеек обладает концентрирующим действием на электронный поток. В этом легко убедиться из рассмотрения рис. 21, где приведен кривая фокусировки. Положим, что первичный электрон освобождается в точке x_1 n -го каскада. Тогда этот электрон попадет в точку y_1 $(n+1)$ -го каскада, которая является по отношению к $(n+2)$ -му координатой x_2 и т. д. Легко видеть, что положение электрона при переходе с каскада на каскад будет изменять

по прямоугольной спирали, сходящейся к точке P , т. е. к средней части электрода.

Эта последняя конструкция по всем своим свойствам является наиболее совершенной из созданных до сих пор конструкций электронных умножителей. Неустраненными в ней остались, в сущности, лишь совершенно принципиальные недостатки умножителей — высокое напряжение питания и термоэлектронные токи фотокатода. Таким образом, дальнейшие улучшения умножителей должны идти по линии создания более совершенных материалов для фотокатодов и эмиттеров. Мы полагаем, что наилучшие из осуществимых сейчас результатов могут быть получены при использовании, с одной стороны, сурьмяно-цезиевых фотокатодов и, с другой, — эмиттеров из металлического остова с диэлектрическими вкраплениями.

В. Фотоэлементы повышенной чувствительности

1. В качестве фотоэлемента с повышенной чувствительностью может быть, вообще говоря, использована любая из конструкций

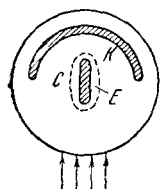


Рис. 22

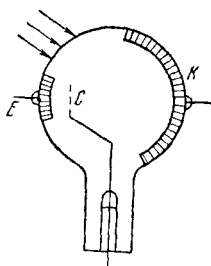


Рис. 23

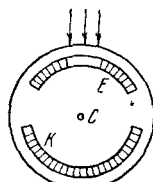


Рис. 24

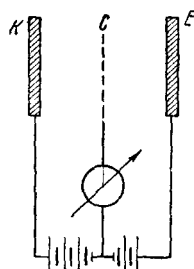


Рис. 25

многоступенчатых электронных умножителей. Число каскадов при этом определяется необходимой степенью усиления, удобными значениями напряжения питания и другими соображениями.

Применение таких многоступенчатых фотоэлементов оправдывается в ряде случаев достигаемым при этом некоторым снижением уровня шумов и увеличением выходного сигнала фотоэлемента, что дает, с одной стороны, возможность уменьшения степени последующего лампового усиления и, с другой, — ослабление экранировки фотоэлемента и его цепи.

2. В том случае, когда фотоэлемент имеет лишь один каскад усиления, наряду с любой из многоступенчатых конструкций могут быть использованы и отличающиеся большей простотой специальные однокаскадные устройства, основной особенностью которых является расположение коллектора электронов между фотокатодом и эмиттером.

На рис. 22—25 приведены три конструкции однокаскадных умножителей, или, как их часто называют, фотодинатронов. Первая из них принадлежит Ямсу и Зальцбергу²³, вторая (рис. 23) была разра-

ботана в ВЭИ и третья — описана Герлихом. Здесь всюду K обозначает фотокатод, E — эмиттер и C — коллектор электронов, стрелками показано направление светового пучка. Действие таких фотоэлементов ясно из схемы включения, изображенной на рис. 25, где обозначения электродов те же, что и на рис. 22—24. Первичные электроны, направляясь к коллектору, имеющему наиболее высокий положительный потенциал V_1 , частично пролетают мимо него и бомбардируют эмиттер E , поступая на него с энергией $V_1 - V_2$, где V_2 — потенциал эмиттера. Освобожденные там вторичные электроны направляются на коллектор, в цепь которого включается нагрузка.

Сила тока в цепи коллектора, наряду с силой фототока и коэффициентом вторичной эмиссии, зависит от расположения и конфигурации коллектора, его потенциала и других факторов. Рассмотрение этих зависимостей интереса не представляет, и мы на них останавливаться не будем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Путь развития вторично-электронных умножителей от идеи использования вторичной эмиссии для усиления слабых электронных потоков и первых приборов, где эта идея была осуществлена, до приборов, представляющих практическую ценность, есть в основном путь решения трех основных проблем: а) проблемы эмиттеров вторичных электронов, в) проблемы конструкции электродной системы и с) проблемы питания умножителя.

Если первая и вторая задачи в настоящее время уже могут считаться в некоторой мере решенными (создание более совершенных эмиттеров, разработка общих методов исследования конструкций умножителей и методов подавления темновых токов), то третья задача все еще ожидает своего решения. Несмотря на то, что вопрос питания не является на первый взгляд столь существенным для вторично-электронных приборов, как первые два, в действительности состояние его очень существенно влияет на возможности применения умножителей на практике, как отмечалось выше. Наиболее многообещающим направлением здесь в силу свойств электронных умножителей (малые мощности при высоких общих напряжениях) является, повидимому, создание высокочастотных источников питания. Возможность применения такого питания по всей вероятности позволит внести ряд технически существенных упрощений в конструкцию умножителей. Все это, несомненно, расширит область применения электронных умножителей точно так же, как и всякое усовершенствование в области конструкций, эмитирующих материалов, фотокатодов и т. д.

Так, например, если современный умножитель с кислородно-серебряно-цезиевым катодом не имеет преимуществ перед другими, обычно применяемыми индикаторами, то, например, создание новых катодов, более чувствительных в области инфракрасных лучей, уже могло бы поставить этот вопрос по-новому.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Кубецкий, патент 1930 г.
 2. P. T. Farnsworth, J. Frankl. Inst., **218**, 411, 1934.
 3. V. K. Zvorykin, G. A. Morton and L. Malter, Proc. Inst. Rad. Eng., **24**, 351, 1936.
 4. F. Preisach, Wireless Eng., **16**, 169, 1939.
 5. П. А. Синицын, Журнал технич. физики, **10**, 1940 (в печати).
 6. Ряд американских патентов 1938 г.
 7. J. Raichman, Arch. Sci. Phys. et Nat. (5-e periode) **20**, Sept., Oct., Nov., Dec., 1938.
 8. Ж. Г. де-Бур, Электронная эмиссия и явления адсорбции, ОНТИ, **272**, 1936.
 9. Н. С. Хлебников и Н. С. Зайцев, Журнал технич. физики, **9**, 44, 1939.
 10. С. Ю. Лукьянов, Журнал технич. физики, **9**, 1175, 1936; А. М. Гуревич, Журнал технич. физики, **10**, 943, 1940.
 11. А. И. Пятницкий, Журнал технич. физики, **8**, 1014, 1938.
 12. М. М. Вудынский, Журнал технич. физики, **9**, 1583, 1939.
 13. С. Ю. Лукьянов, Журнал технич. физики, **6**, 1256, 1936.
 14. Weiss, Fernsehen u. Tonfilm, **4**, 41, 1936; Z. tech. Physik, **17**, 623, 1936.
 15. V. K. Zvorykin and J. Raichman, Proc. J. R. E., **27**, 558, 1939.
 16. См. напр., Brüche u. Scherzer, «Geometrische Elektronenoptik», Berlin, 1934.
 17. D. B. Langmuir, Nature, **139**, 1066, 1937.
 18. D. Gabor, Nature, **139**, 375, 1937.
 19. H. Salinger, Electronics, **10**, 50, 1937.
 20. P. H. J. A. Kleynen, Philips Techn. Rev., **2**, 321, 1937.
 21. H. R. Pirce, Bell Lab. Record, **16**, 305, 1938.
 22. O. H. Shade, Proc. J. R. E., **26**, 137, 1938.
 23. H. Yams and B. Salzberg, Proc. J. R. E., **25**, 55, 1935.
-