

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

621.383.539+537.533.8+539.239+535.215.13

**ЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ ОТКРЫТОГО ТИПА***A. M. Тютиков***I. ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время для регистрации электромагнитного излучения в области спектра  $1-1500 \text{ \AA}^{1-7}$ , электронов с энергией до нескольких десятков кэв, а также ионов и нейтральных частиц малых и средних энергий (до нескольких тысяч кэв)<sup>8-15</sup> достаточно широко применяются вторичноэлектронные умножители открытого типа (ВЭУ), или, как их еще называют, *умножители с открытым входом*. Эти приемники представляют собой электроннооптические системы со вторичноэмиссионным усилением электронного потока, рожденного излучением на катоде прибора, подобные используемым в обычных фотоэлектронных умножителях (ФЭУ). Однако, в отличие от последних, эти системы лишены обычного защитного вакуумного баллона, что обуславливает три особенности ВЭУ:

1. *Отсутствие защитного баллона*, а следовательно, и возможность устранения каких-либо разделительных окошек между источником излучения и катодом прибора (обычно первым динодом умножителя), приводит к существенному выигрышу в эффективности и к расширению регистрируемого спектра (области изменения энергии частиц) за счет исключения поглощения в окошках, которое весьма существенно для указанных выше видов излучений. Так, если пропускание даже такой мало поглощающей пленки, как целлULOидная, толщиной всего  $1000 \text{ \AA}$ , составляет 84% для излучения с длиной волны  $44 \text{ \AA}$ , то для  $\lambda = 308 \text{ \AA}$  пропускание уменьшается уже до 4%<sup>2</sup>. Поэтому такие известные приемники, как ионизационные камеры и газовые счетчики с механически прочными окошками из слюды, бериллия, алюминия, обладают некоторой чувствительностью лишь в ограниченном диапазоне длин волн — в коротковолновой области участка спектра  $1-1500 \text{ \AA}$  или в областях, прилегающих к скачкам поглощения в веществе окошка<sup>16</sup>. Можно расширить область эффективности счетчиков, если использовать окошки из нитропеллюзы толщиной в несколько сотен  $\text{\AA}^{17}$ . Однако, поскольку эти пленки обладают очень малой прочностью и их трудно сделать герметичными, счетчики с такими окошками должны работать с непрерывным восполнением газовой смеси<sup>17</sup> и при одновременном впуске воздуха в прибор и в счетчик. Это значительно осложняет работу со счетчиком и не всегда возможно.

Значительное поглощение электронов и квантов в пленках, защищающих кристаллы-сцинтилляторы, и малая их энергия, а также быстрое

разрушение кристаллов ионами, не позволяют эффективно регистрировать эти излучения также с помощью сцинтилляционных счетчиков<sup>18, 84</sup>.

В отличие от перечисленных приемников, в ВЭУ изменение эффективности при изменении  $\lambda$  или энергии частиц определяется лишь характеристиками его катода. Достоинство приемника состоит также в простоте, характерной для умножителей высокой временной разрешающей способности, малом собственном фоне (0,1 электрона/сек) и возможности регистрировать токи до  $10^{-20} a$ <sup>19</sup>, а также, при соответствующем выборе катода, в возможности построения на основе ВЭУ «солнечно-слепых» и селективных приемников<sup>20, 21</sup>, т. е. приемников, способных регистрировать коротковолновое излучение на фоне мощного излучения в видимой области спектра. Кроме того, исследования последних лет показали, что с ВЭУ можно проводить также и абсолютные измерения интенсивности регистрируемого излучения. Особенно четко преимущества ВЭУ проявляются при исследованиях в космосе, где умножитель работает в условиях естественного вакуума<sup>22-24</sup>.

Перечисленные возможности, естественно, вызывают большой интерес к подобным приемникам, о чем свидетельствует значительное количество работ, выполненных как в СССР, так и за границей<sup>8, 12, 13, 25-43</sup>. Этот интерес не пропал и после разработки катодолюминесцентных приемников<sup>44, 45, 84</sup>, которые также не имеют входного окна. В них поток электронов с катода (из материала, подобного употребляемому в ВЭУ) ускоряется и вызывает сцинтилляции люминофора, регистрируемые ФЭУ. Вследствие значительного собственного фона ФЭУ и его высокой чувствительности к рассеянному излучению эти приемники применяются обычно для регистрации достаточно мощных потоков излучения<sup>46</sup>. Поэтому ВЭУ остается в настоящее время самым чувствительным приемником, способным регистрировать токи с катода прибора, начиная с  $10^{-19} - 10^{-20} a$ .

2. Из-за отсутствия защитного баллона появляется необходимость сохранить неизменными параметры умножителей при соприкосновении их эмитирующих поверхностей с атмосферой воздуха, что неизбежно при работе умножителя в разборных вакуумных приборах. Обычные ФЭУ такой устойчивостью не обладают. Взаимодействие с воздухом приводит также к образованию на эмитирующих поверхностях хотя бы тонкого окисного диэлектрического слоя, который затрудняет обеспечение устойчивости параметров умножителя при длительной работе прибора, т. е. при длительном облучении эмитирующих поверхностей электронным потоком, формирующемся в умножителе, а также накладывает ограничение на величину допустимого выходного тока. При выборе путей преодоления этих трудностей необходимо иметь в виду, что эмитирующие поверхности ВЭУ наряду со стабильностью характеристик должны также обладать достаточным для достижения большого коэффициента усиления ВЭУ  $K$  коэффициентом вторичной эмиссии  $\sigma$  и большой фотоэлектрической работой выхода, чтобы обеспечить малый собственный фон и возможность регистрировать коротковолновое излучение в присутствии излучения в видимой области спектра. Поэтому проблема создания ВЭУ открытия — это прежде всего проблема выбора специальных материалов для эмитирующих слоев как динодов, так и катодов и методов сохранения их характеристик.

3. Необходимость такого конструктивного оформления приемников, которое обеспечило бы достаточную прочность и возможность быстрой их замены или удаления из прибора при юстировке последнего. В связи с большим числом проблем, возникающих при разработке и использовании ВЭУ, и наличием очень большого количества публикаций, настоящий

обзор не может претендовать на полноту. Целью его является ознакомление с некоторыми конструкциями ВЭУ, с особенностью работы умножителей открытого типа, с материалами их динодов и катодов, с рабочими гипотезами о процессах, происходящих при взаимодействии эмиттирующих поверхностей с воздухом и электронным пучком, с характеристиками умножителей и с оценкой точностей измерений, т. е. с теми вопросами, учет которых определяет реальный подход к оценке возможности ВЭУ как приемников излучения и область их применения.

## II. КОНСТРУКЦИИ И ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ВЭУ

### 1. ЭЛЕКТРОННООПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ И КОНСТРУКЦИИ ВЭУ

В настоящее время в ВЭУ используются практически все известные умножающие системы как с дискретными динодами, так и с непрерывными эмиттерами. Описание их электроннооптических свойств имеется в ряде книг<sup>47</sup> и обзоров<sup>48</sup>.

Из систем первого типа наиболее часто употребляются различные модификации простой системы с электростатической фокусировкой

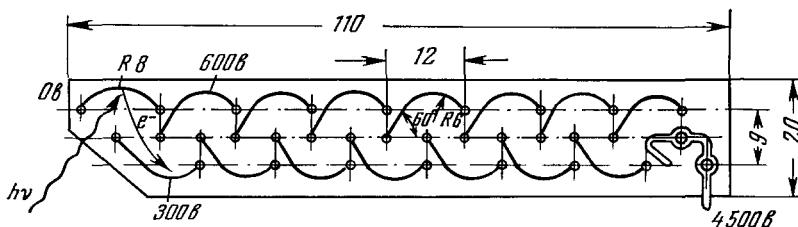


Рис. 1. Один из типов ВЭУ с корытообразными динодами.

и корытообразными динодами<sup>9, 28, 30, 31, 42, 43</sup>, которая была впервые использована для ВЭУ Алленом<sup>8</sup>. При регистрации не очень широких пучков излучения в качестве катода используется первый динод системы (рис. 1), который покрывается веществом с необходимой спектральной характеристикой или с необходимой величиной коэффициента вторичной эмиссии. Иногда первый динод заменяют плоской пластинкой, расположенной под углом к регистрируемому излучению<sup>1, 9</sup>. Для регистрации более широких пучков разработаны специальные входные системы<sup>27, 42, 48</sup> (рис. 2) с катодами большой площади, работающими на отражение. Катоды могут изготавливаться сменными<sup>42</sup>, что удобно при регистрации разрушающих катод ионных пучков и особенно радиоактивных изотопов. Обычные для ФЭУ системы с полупрозрачными катодами использовать нельзя из-за поглощения в них излучения. В ряде применений<sup>23</sup> требуется обеспечить постоянство выходного сигнала при изменении в достаточных пределах угла между пучком излучения и осью приемника. В этом случае полезны катоды в виде полусфера (см. рис. 2), а также в виде части цилиндра<sup>54</sup> (см. рис. 1). В ВЭУ с корытообразными динодами оптическая связь между коллектором и катодом минимальна, а расстояния между динодами достаточно большие. Это обеспечивает низкий уровень фона и позволяет реализовать значительное усиление на каскад за счет увеличения разности потенциалов, приложенной к умножителю. Однако фокусирующие свойства системы не позволяют эффективно увеличивать число динодов свыше шестнадцати. Поэтому для достижения больших усилий

необходимо использовать материалы динодов со значительным и устойчивым к воздействию воздуха коэффициентом вторичной эмиссии. Число этих материалов ограничено (см. гл. III).

Как и в ФЭУ, система может собираться на слюде (рис. 3, а). При этом никелевые ножки динодов могут служить цоколем для соединения

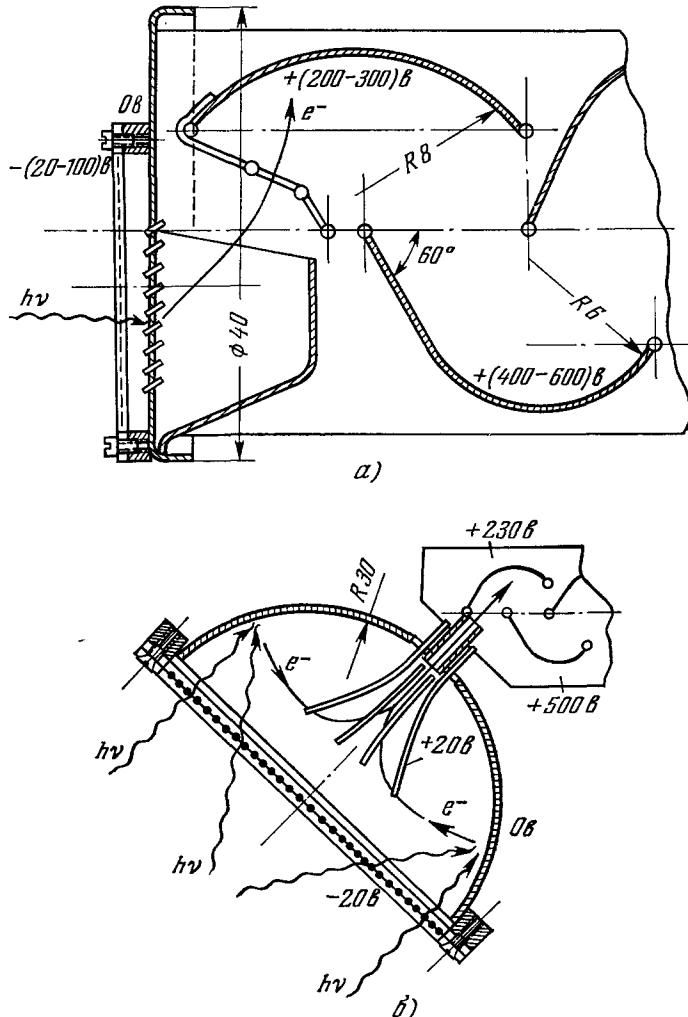


Рис. 2. Примеры входных систем ВЭУ.  
а) Катод в виде жалюзи<sup>42</sup>; б) катод в виде полусфера<sup>43</sup>.

с винтовыми зажимами платы делителя напряжения, устанавливаемого в вакуумном рабочем объеме исследовательского прибора<sup>31</sup>. Такая конструкция довольно быстро разбалтывается при частом снятии умножителя. Большой механической прочностью обладают ВЭУ, собранные, например, на керамических платах (рис. 3, б), на одной из которых смонтированы контакты цоколя для соединения с делителем<sup>42</sup>. Зарядка несущих диэлектрических слюдяных или керамических плат электронным потоком отрицательно сказывается на стабильности работы ВЭУ (см. гл. IV). Это явление устраняется, если диноды ВЭУ собраны на тра-верзах и имеют крышки<sup>43</sup> (рис. 3, в). УстраниТЬ диэлектрические

материалы с путем электронного пучка и увеличить площадь катода можно также путем использования тороидальных электродов <sup>26</sup>, имеющих в разрезе конфигурацию, подобную изображенной на рис. 1. Однако изготовление тороидов и сборка такой системы достаточно сложны.

Наряду с системами с корытообразными динодами применяются также системы с динодами типа жалюзи <sup>29</sup>, подобные ФЭУ-13 и с динодами в четверть цилиндра <sup>48</sup>. Первая имеет достаточную площадь катода-динода, она компактна, может иметь встроенный делитель напряжения,

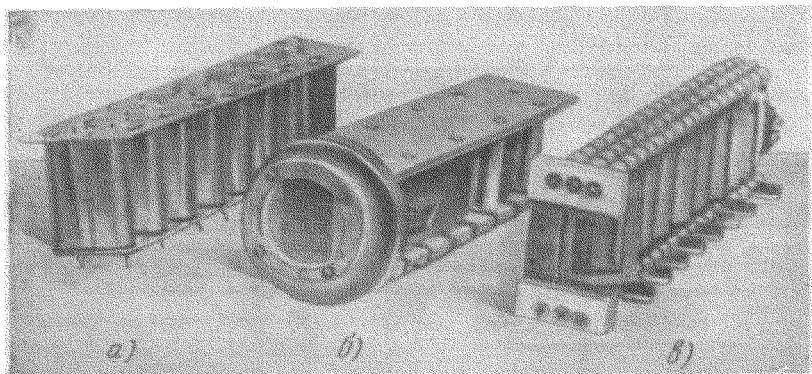


Рис. 3. Внешний вид ВЭУ с корытообразными динодами.

а) ВЭУ собран на слюде <sup>31</sup>; б) ВЭУ с катодом в виде жалюзи <sup>142</sup> собран на керамических платах; в) ВЭУ собран на траперзах <sup>43</sup>.

мало чувствительна к внешним электрическим и магнитным полям; в ней электронный поток не встречается с несущими конструкциями, а число динодов может быть доведено до 20 и немногим более. Однако диноды этой системы деформируются при высокотемпературной обработке, что необходимо для обеспечения стабильных и больших  $\sigma$  (см. гл. III), а малое расстояние между динодами ограничивает разность потенциалов, приложенную к каскаду усиления. Последнее замечание относится и к весьма удобной системе с динодами в виде четверти цилиндра <sup>48</sup>. Поэтому в этих системах обычно не реализуются столь большие усиления на каскад, как в системе с корытообразными динодами.

Улучшить фокусирующие свойства систем с дискретными динодами, увеличить число динодов и соответственно использовать для их изготовления материалы с устойчивыми и малыми значениями  $\sigma$  можно за счет использования скрещенных электрического и магнитного полей <sup>25</sup>. Такая система может использовать магнитные поля, уже имеющиеся в приборе <sup>25, 33</sup>, и вследствие идентификации траекторий электронов должна обладать повышенным времененным разрешением <sup>25</sup>. Однако она достаточно сложна и громоздка. В последнее время благодаря развитию методик получения устойчивых полупроводниковых слоев идея фокусировки электронов в скрещенных полях была осуществлена в весьма компактных и простых ВЭУ со сплошными эмиттерами <sup>32-34, 39</sup> (рис. 4, а). Умножитель (рис. 5) состоит из двух стеклянных или кварцевых пластинок с нанесенными на них слоями, выполняющими роль как эмиттеров, так и делителей напряжения, и системы постоянных магнитов. Начальный участок более длинной рабочей пластины служит катодом. Разность потенциалов линейно возрастает от начала к концу пластин и создает напряженность поля  $E_x$ , стремящуюся переместить электрон к коллектору. Регулировкой потенциометров в цепи рабочей и вспомогательной

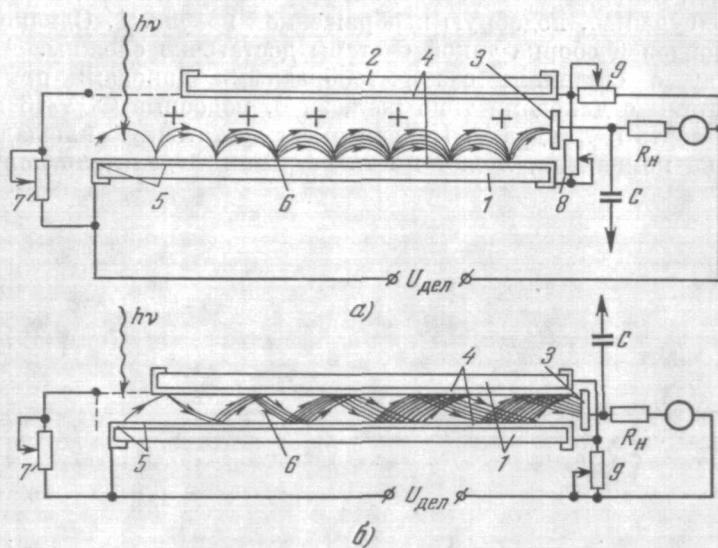


Рис. 4. Принцип работы ВЭУ с протяженными эмиттерами. а) ВЭУ с фокусировкой в скрещенных полях (крести — направление вектора магнитного поля); б) ВЭУ щелевого типа

1 — рабочая (эмиттерная) пластина; 2 — вспомогательная (полевая) пластина; 3 — коллектор; 4 — эмиттирующие и токопроводящие слои (делитель); 5 — катодная область; 6 — траектория электронов; 7, 8 — потенциометры для компенсации разности длины пластины и создания поля между пластинами; 9 — потенциометр коллектора.

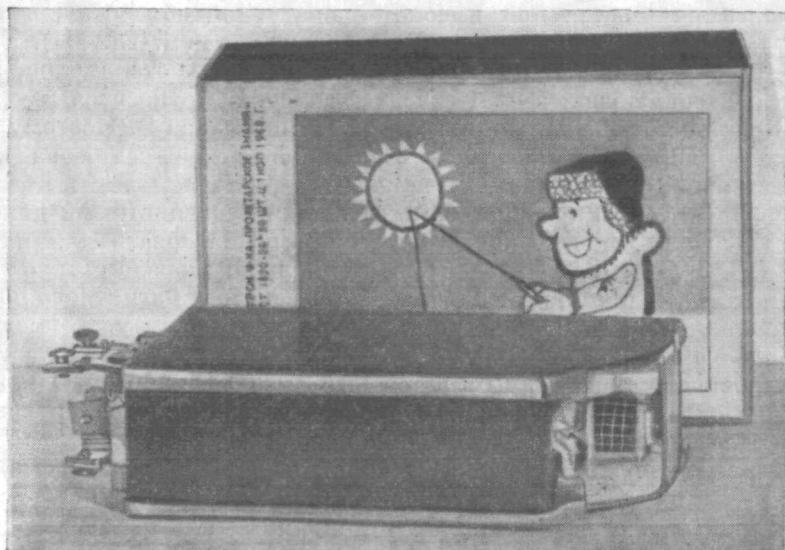


Рис. 5. Внешний вид одного из ВЭУ с фокусировкой в скрещенных полях.

пластин между ними создается электрическое поле  $E_y$ , вытягивающее электроны из рабочей пластины. При наличии магнитного поля напряженности  $H$  траектория электронного потока в умножителе представляет собой набор участков удлиненной циклоиды с шагом  $\zeta$ , определяемой величинами  $U_{\text{дел}} (E_x)$ ,  $E_y$ ,  $H$ . Коэффициент усиления умножителя  $K$  увеличивается с ростом числа соударений электронного потока с рабочей пластиной  $m = l/\zeta$  ( $l$  — длина пластины) и с ростом величины  $\sigma \epsilon$ , где  $\epsilon = U_{\text{дел}}/m$  — энергия, запасенная электронами за один шаг. Увеличение  $m$  при изменении только  $H$  или  $U_{\text{дел}}$  сопровождается уменьшением  $\epsilon$ , и  $K$  должен быть экстремальной функцией этих величин. Лишь при параллельном и противоположном изменении  $U_{\text{дел}}$  и  $H$   $K$  может монотонно возрастать.

Наличие магнитного поля не является обязательным условием получения усиления на эмиттерах с малым значением  $\sigma$ . Если расстояние между пластинами уменьшить до  $1/30$ — $1/100$  длины пластин, а на обе пластины подавать идентичные разности потенциалов, то электроны, эмитированные излучением из одной пластины, двигаясь под действием сил только электрического поля по параболическим траекториям, достигают противоположной пластины с достаточным запасом энергии и размножаются <sup>13, 33, 36</sup> (см. рис. 4, б). После  $m$  столкновений электронная лавина собирается на коллекторе. Такие умножители получили название щелевых (рис. 6).

Аналогичная картина усиления электронного потока наблюдается и в канальных умножителях, которые представляют собой трубочки, покрытые изнутри проводящим эмиттирующим слоем, при тех же отношениях длины канала к его внутреннему диаметру (калибр канала), что и для щелевых умножителей <sup>34, 35, 37-41, 50</sup>. Коэффициент усиления умножителя по тем же причинам, что и для магнитных ВЭУ, должен быть экстремальной функцией  $U_{\text{дел}}$  и калибра <sup>37, 38</sup>. Описанные умножители весьма компактны. Так, например, известны ВЭУ с внутренним диаметром 0,1 мм и менее и длиной в несколько миллиметров <sup>34</sup>. Они могут быть собраны в блоки <sup>34, 38, 51, 52, 155</sup>, которые можно использовать как усилители яркости <sup>52, 155</sup> с разрешением, определяемым диаметром трубок, или как многоканальные умножители. При сборке блоков трудно сделать калибры всех трубочек точно идентичными и обеспечить в них совершенно одинаковое усиление. Однако если выбрать оптимальные значения калибра, требования к точности воспроизведения калибра снижаются <sup>38</sup>. Как канальные, так и щелевые умножители имеют, однако, два существенных недостатка. Во-первых, площадь катода, представляющая собой начальный участок канала или щели, мала. Во-вторых, прямая видимость от коллектора к входу умножителя делает возможной сильную оптическую и ионную обратную связь, приводящую к резкому росту фона ВЭУ при повышении  $U_{\text{дел}}$ . Изгиб пластин или каналов <sup>40</sup> уменьшает обратную связь, однако это значительно усложняет изготовление

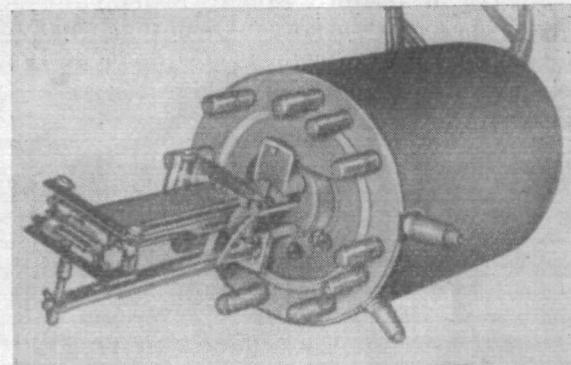


Рис. 6. Внешний вид одного из щелевых ВЭУ <sup>13</sup>, смонтированного на фланце прибора.

щимися из флюктуаций регистрируемого излучения и флюктуаций числа выбитых в одном эффективном акте электронов  $v$ , так и флюктуациями коэффициента усиления ВЭУ.

Во втором случае электроны, одновременно эмитированные из катода в одном эффективном акте, усиливаются электронным умножителем и формируют на его выходной  $RC$ -цепочке импульсы напряжения. Если постоянная времени, составленная паразитной емкостью  $C_p$  и нагрузочным сопротивлением  $R_h$  (см. рис. 7), много больше, чем длительность импульса тока в умножителе ( $< 10^{-8}$  сек), то, как известно, амплитуда импульса равна  $V_{имп} = Q/C_p$  ( $Q$  — заряд, приносимый электронной лавиной); длительность его переднего фронта — порядка длительности импульса тока в умножителе, а время и скорость спада определяются постоянной времени, формируемой параллельным соединением  $R_h$ ,  $R_g$  (см. рис. 7) и  $C_p$ <sup>54</sup>. Импульсы от ВЭУ через предусилитель (см. рис. 7) поступают на вход пересчетной схемы или измерителя скорости счета, которые нормализуют их по величине и сосчитывают каждый импульс независимо от амплитуды в том случае, если они превышают порог срабатывания (ПС) схемы  $V_{ПС}$ , но не превышают максимальной величины  $V_{max}$ , определяемой динамическим диапазоном счетной схемы (отношением максимального и минимального импульсов), а также в том случае, если длительность импульса  $t_{имп} \ll 1/N$ , где  $N$  имп/сек — скорость счета импульсов, регистрируемая схемой и  $1/N \gg t_{разр}$ , где  $t_{разр}$  — разрешающее время счетной схемы. При несоблюдении этих условий имеются просчеты, величина которых может быть определена из статистических соотношений (см., например, <sup>55</sup>). При их выполнении величина  $N$  с точностью до потерь в умножающей системе и счетной схеме равна  $N_0$ .

Основные рабочие характеристики — счетная характеристика, а также стабильность скорости счета и число фоновых импульсов. Вследствие статистичности траекторий электронов в умножителе и процесса вторичной эмиссии импульсы на выходе ВЭУ имеют опутанный разброс по величине <sup>57-59</sup>. Поэтому при увеличении  $U_{дел}$  (по мере роста среднего коэффициента усиления) скорость счета вначале монотонно растет (все большее число импульсов превышает  $V_{ПС}$ ). Затем при  $V_{имп, min} > V_{ПС}$  наблюдается «плато» характеристики с наклоном, определяемым в основном изменением числа импульсов фона. Плато простирается до  $U_{дел}$ , при котором либо уже  $V_{имп} > V_{max}$ , либо резко возрастает фон, либо (в системе с непрерывными эмиттерами) начинается заметное уменьшение коэффициента усиления. Наличие плато позволяет работать без стабилизации источника питания умножителя.

Из сказанного можно заключить, что для ВЭУ наиболее пригоден режим счета импульсов, так как в этом случае (при работе на плато) на результатах измерений не сказываются изменения, которые для умножителей открытого типа могут быть существенными как за счет воздействия воздуха, так и за счет электронного пучка. Кроме того, в этом режиме можно учитывать лишь флюктуации потока регистрируемого излучения, которые можно оценить <sup>56</sup> как  $\delta = (Nt)^{-1/2}$  или  $\delta = (2N\tau)^{-1/2}$  ( $\delta$  — относительная среднеквадратичная флюктуация,  $t$  — время измерений,  $\tau$  — постоянная времени интегрирующего устройства — измерителя скорости счета).

Однако для работы ВЭУ в этом режиме при пороге срабатывания схемы в 1—5 мв желательно иметь коэффициент усиления умножителя  $10^6$  —  $10^7$ .

Выходные параметры, получаемые при обоих методах регистрации, связаны между собой и с плотностью потока регистрируемого излучения  $I_0$  (квантов/сек·см<sup>2</sup>, электронов/сек·см<sup>2</sup>, ионов/сек·см<sup>2</sup>) простыми

соотношениями, которые можно получить при рассмотрении выражения для среднего тока на выходе ВЭУ:

$$i_B = i_K K = e \bar{v} N_0 K = e \bar{v} N K' = e \kappa a a_0 S I_0 K', \quad (1)$$

где  $i_K$  — ток с катода ВЭУ,  $e$  — заряд электрона,  $K$  — средний коэффициент усиления ВЭУ,

$$N = N_0 a a_0 = I_0 S \kappa_i a a_0, \quad (2)$$

$$a = a_1 a_2 a_3 \quad (3)$$

— эффективность динодной умножающей системы, определяемая эффективностью сбора электронов на участке катод — динод ( $a_1$ ), на участке динод — динод ( $a_2$ ) и вероятностью вырывания с первого динода хотя бы одного электрона ( $a_3$ );

$$a_0 = a_{01} a_{02} \quad (4)$$

— эффективность счетной схемы, определяемая соотношением между скоростью счета и конечным разрешаемым временем схемы ( $a_{01}$ ) <sup>55</sup> и соотношением между шириной распределения импульсов от ВЭУ по амплитудам и динамическим диапазонам схемы ( $a_{02}$ ) <sup>58</sup>,

$$K' = i_B / e \bar{v} N = K / a a_0 \quad (5)$$

— коэффициент усиления ВЭУ при работе в режиме счета импульсов (на один считанный импульс),  $S$  — освещенная эффективная площадь катода,

$$\kappa_i = N_0 / S I_0 \quad (6)$$

— эффективность счета излучения на веществе катода (импульсный квантовый выход),

$$\kappa = \bar{v}_0 \kappa_i \quad (7)$$

— коэффициент преобразования излучения на веществе катода, совпадающий с квантовым выходом  $\gamma$  (электронов/квант) при регистрации электромагнитного излучения, с величиной  $\sigma$  при регистрации электронов и т. д.

Из (1) и (2) для эффективности регистрации излучения в режиме измерения тока и счета импульсов выражения будут соответственно таковы:

$$\beta_T = \kappa K = \kappa_i \bar{v} K \quad (8)$$

и

$$\beta_S = \kappa_i a a_0. \quad (9)$$

Величины, входящие в эти выражения, можно определить по отдельности путем расчета и по соответствующим характеристикам умножителя. Это позволяет раздельно изучать характеристики динодных систем (например, на одноэлектронных актах при  $\bar{v} = 1$ ) и катодов, анализировать источники ошибок при регистрации излучения и предугадывать реакцию приемника на любой вид радиации.

Действительно, при регистрации другого вида излучения или с другим катодом ток на выходе ВЭУ должен измениться в отношении  $\kappa_1 / \kappa_2$  раз, средняя величина импульса — в  $\bar{v}_1 / \bar{v}_2$  раз, скорость счета — в отношении  $\kappa_{i1} / \kappa_{i2}$  раз, а ширина амплитудного распределения в соответствии с приближенным выражением <sup>53, 101, 12</sup>

$$\frac{\overline{\Delta K^2}}{K^2} = \frac{\overline{\Delta \kappa^2}}{\kappa^2} + \frac{\overline{\Delta \sigma^2}}{\kappa \sigma (\sigma - 1)} \approx \frac{1}{\kappa} \left[ 1 + \frac{2}{(\sigma - 1)} \right],$$

где  $\overline{\Delta K^2}$ ,  $\overline{\Delta \kappa^2}$ ,  $\overline{\Delta \sigma^2}$  — среднеквадратичные флуктуации соответственно  $K$ ,  $\kappa$  и  $\sigma$ .

Методику измерения величин, входящих в выражения (1), (8), (9), дают выражения (2) — (7). В частности, из (5) следует, что при работе ВЭУ на плато счетной характеристики при  $\bar{v} = 1$  можно определить  $K' \approx K$ , измерив лишь выходные параметры ВЭУ ( $N$  и  $i_b$ ). Это важно, поскольку допустимый выходной ток ВЭУ ограничен, а измерить малые входные токи трудно.

### III. МАТЕРИАЛЫ УМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ И ПРОЦЕССЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭТИХ СИСТЕМ

Существуют два пути обеспечения заданных характеристик умножающих систем ВЭУ и стабильности этих характеристик, т. е. стабильности  $K$ ,  $aa_0$ , распределения импульсов по амплитудам и т. д. при воздействии на эмиттирующие поверхности ВЭУ воздуха, электронного пучка и пр. Изменение указанных характеристик определяется в основном изменением коэффициента вторичной эмиссии эмиттирующих поверхностей умножающей системы. Первый путь заключается в проведении непосредственно в исследовательском приборе периодических подактиваций умножающей системы<sup>27</sup>. Если система изготовлена из сплавов магния с алюминием, серебром или медью, то простой прогрев ее до 300—450° С в остаточных газах (при  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  мм. рт. ст.) должен приводить к восстановлению эмиттирующего слоя (MgO) и характеристик умножителя<sup>47</sup>. Однако в этом случае аппаратура усложняется, а проведение абсолютных измерений требует градуировки приемника перед каждым измерением в связи с невоспроизводимостью значений  $K$  от активировки к активировке и возможностью необратимых изменений характеристик катодов. Поэтому большинство исследователей идет по пути создания таких ВЭУ, которые не требовали бы активировки в приборе и сохраняли бы свои характеристики неизмененными достаточно долго<sup>25-43</sup>. Для этого эмиттеры ВЭУ должны обладать устойчивостью как к воздействию воздуха, так и к токовым перегрузкам.

#### 1. Материалы эмиттеров. Изменение σ эмиттеров при длительном соприкосновении с воздухом

Возможными причинами изменения коэффициента вторичной эмиссии эмиттеров при соприкосновении с атмосферой воздуха являются окисление их поверхности, изменение слоя в результате окисления избытка металла или растворения в нем газа, образование гидратов, а также увеличение в слое концентрации дефектов кристаллической решетки типа дислокаций<sup>61</sup>, которые являются ловушками для электронов с дискретным энергетическим спектром<sup>62, 63</sup> и существенно изменяют σ. Возникновение их возможно в слоях, полученных окислением металлов или сплавов<sup>64</sup>. В этих слоях могут возникать механические напряжения сжатия<sup>65, 66</sup>, тем большие, чем больше единицы отношение объемов, приходящихся на атом в слое и подложке ( $\alpha$ ), и отношение коэффициентов теплового расширения подложки и слоя ( $\rho$ ). Частично возникающие напряжения разрежаются уже в процессе формирования и охлаждения слоя<sup>65</sup> за счет образования определенной концентрации дефектов, однако имеются, по-видимому, остаточные напряжения<sup>65</sup>, которые могут<sup>67</sup> еще разрежаться при адсорбции воздуха из-за изменения энергии системы на поверхности эмиттера.

Таким образом, проблема достаточно сложна, и для достижения неизменности параметров эмиттирующих слоев при воздействии на них воздуха они должны быть предельно «насыщены» кислородом, малогигроско-

личны, устойчивы, при формировании их окислением должны иметь коэффициенты  $\alpha$  и  $\rho$  возможно более близкие к единице и должны обладать защитными свойствами к дальнейшему окислению, т. е. не должны иметь пор и трещин и должны иметь малую скорость диффузии через слой при комнатной температуре<sup>64</sup>. При этом желательно также, чтобы эмиттеры обладали и возможно большим значением  $\sigma$  и большой фотоэлектронной работой выхода. Обеспечить выполнение всех перечисленных условий

в одном эмиттере весьма трудно. Однако, в соответствии со сказанным, наиболее обоснован выбор в качестве эмиттирующих поверхностей ВЭУ малогигроскопичных окислов с хорошими защитными свойствами.

Существует значительное число работ, посвященных исследованию устойчивости различных эмиттеров<sup>28, 37, 61, 63, 68-74</sup>. Практически применяются три основные группы материалов.

Первая группа применяемых эмиттеров объединяет полупроводниковые слои из окислов олова<sup>32, 68, 76</sup>, смесей окислов<sup>85</sup>, кремния, легированного Au<sup>33</sup>, алюминия, активированного молибденом<sup>36</sup>, а также слои на поверхности свинцово-силикатных стекол, восстановленных в водороде<sup>69</sup>, и некоторых других стекол<sup>52</sup>. Все они могут использоваться в ВЭУ со сплошными эмиттерами. В настоящее время наилучшими являются, по-видимому, слои на свинцово-силикатном стекле. Эти слои имеют сопротивление  $10^6$ - $10^9$  ом, не зависящее от давления окружающей среды, и обладают постоянством параметров

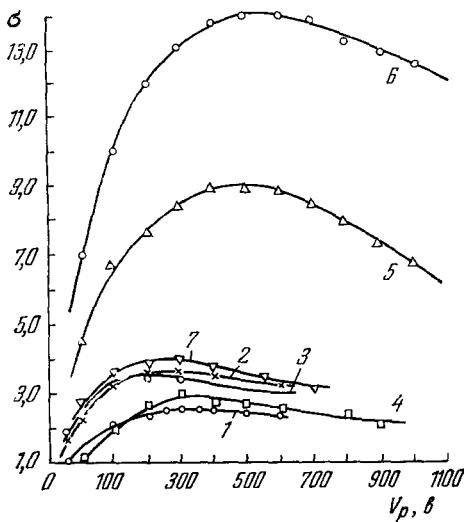


Рис. 8. Значения коэффициента вторичной эмиссии для некоторых эмиттеров. 1 —  $\text{SnO}_2$  с большим избытком металла,  $R = 3 \cdot 10^4$  ом; 2 —  $\text{SnO}_2$  с меньшим избытком металла,  $R = 3,2 \cdot 10^6$  ом; 3 — свинцово-силикатное стекло, восстановленное в водороде,  $R = 1,2 \cdot 10^7$  ом; 4 — бериллиевая бронза, очищенная электрическим травлением и прогретая при  $450^\circ\text{C}$  и давлении  $10^{-5}$  мм рт. ст.; 5 — слой  $\text{BeO}$  на  $\text{CuBe}$  с нормальной эмиссией; 6 — слой  $\text{BeO}$  на  $\text{CuBe}$  с аномальной эмиссией; 7 — слой  $\text{BeO}$ , полученный окислением металлического  $\text{Be}$ .

вдоль слоя<sup>68, 69</sup>. Они имеют также коэффициент сопротивления<sup>69</sup> и могут пропускать через себя наибольшие токи без разрушения слоя при разностях потенциалов вплоть до 5000 в. Пластины можно прогревать на воздухе до  $400^\circ\text{C}$  и мыть обычными растворителями. Однако эти слои, как и эмиттирующие слои всей группы, имеют  $\sigma$  не более 3,5—3,8 (рис. 8).

Вторая группа эмиттеров — «чистые» сплавы ( $\text{CuBe}$ )<sup>29</sup> и металлы ( $\text{Al}$ )<sup>30</sup>, которые, однако, либо вследствие воздействия воздуха, либо в результате предварительного прогрева в остаточных газах покрыты очень тонким (25—50 Å) защитным слоем окисла (соответственно  $\text{BeO}$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), предохраняющим поверхность от изменений при дальнейшем взаимодействии с воздухом или при обезгаживании электронной бомбардировкой. Поскольку слой очень тонкий, он практически не участвует в формировании вторичной эмиссии и  $\sigma_{\text{max}}$  не превышает 2,8—3,2 (кривая 4 на рис. 8). Поэтому эту группу эмиттеров используют в тех умножающих системах, которые допускают значительное увеличение числа каскадов<sup>25, 29</sup>.

Малые значения  $\sigma_{\text{max}}$  у перечисленных групп эмиттеров и достаточная устойчивость эмиттирующих слоев обусловливают тот факт, что изменение

$\sigma$  у них при хранении на воздухе в течение нескольких сотен часов обычно не превышает точности измерения. Например, для эмиттеров из свинцово-силикатного стекла изменение за год хранения составляет 6%<sup>69</sup>.

Последняя группа эмиттеров включает слои из окислов щелочноземельных металлов, которые, являясь веществами со значительной шириной запрещенной зоны и малым средством к электрону (0,5 эв), обладают значительными коэффициентами вторичной эмиссии. В основном используется окись бериллия, так как окись магния и тем более окислы стронция и бария достаточно активно взаимодействуют с влагой воздуха.

Не все способы изготовления слоев BeO равнозначны. Действительно, для слоев BeO на Be вследствие большой их дефектности ( $\alpha = 1,86$ ,  $\rho = 1,23$ )<sup>70</sup> величина  $\sigma_{max}$  не превышает 4,5 (кривая 7 на рис. 8), в то время как для этих же слоев, полученных катодным распылением Be в проточном кислороде,  $\sigma_{max}$  доходит до 7–10. Однако наносить такие слои на изогнутые диноды ВЭУ сложно. Поэтому для изготовления эмиттеров с этими слоями приходится обращаться к избирательному окислению (при  $T \geq 450^\circ\text{C}$  и давлении кислорода  $10^{-2}$  мм рт. ст.) сплавов<sup>64</sup> с бериллием в качестве активного металла, в результате которого на их поверхности формируется слой BeO толщиной 500–1000 Å<sup>72, 73</sup>. Идеальным, с точки зрения устойчивости к воздействию воздуха, был бы эмиттер на подложке, имеющей по отношению к окислу  $\alpha \approx \rho \approx 1$ . Действительно,  $\sigma$  слоев на MgO (при  $V_p$  до 300 эв), сформированных избирательным окислением на тонких слоях Au (по отношению к которым они имеют  $\alpha \approx 1,1$ ,  $\rho \approx 1$ ), нанесенных на магниевую бронзу, практически не меняются за 200–300 часов хранения в сухом воздухе<sup>74</sup>. Для тех же слоев, сформированных непосредственно на бронзе ( $\alpha = 1,58$ ,  $\rho = 1,22$ ), изменение за тот же срок составляет 20–30% и более<sup>71, 74, 28</sup>. Однако для окиси бериллия подложки со столь близким соответствием пока не существует и наилучшим сплавом является бериллиевая бронза ( $\alpha = 1,16$ ,  $\rho = 1,58$ ). В слоях, сформированных на этом сплаве при высокой температуре активировки, могут существовать остаточные механические напряжения и значительные концентрации дефектов — ловушек электронов<sup>62, 63</sup> ( $\rho$  велико), что обуславливает заметные изменения  $\sigma$  при длительном хранении эмиттеров на воздухе<sup>8, 71</sup> и специфические их особенности<sup>70</sup>. В частности, могут наблюдаться электроны последействия эмиссии со временем запаздывания до 100 мксек, что увеличивает фон ВЭУ<sup>70</sup>. Если же в эмиттирующем слое, наряду с указанными дефектами, присутствует определенная «оптимальная» концентрация<sup>70</sup> избытка бериллия<sup>75</sup>, то может, например за счет оже-механизма выхода электронов с близлежащих центров<sup>77, 78</sup>, возникать «аномальная» составляющая эмиссии. Эта составляющая<sup>70</sup> проявляется в увеличении на 20–30%  $\sigma_{max}$  (см. рис. 8), в наличии электронов последействия и в некоторых других эффектах. Такая эмиссия неустойчива; по мере хранения эмиттеров она может возникать и исчезать вновь. Указанные выше нежелательные эффекты можно свести к минимуму, если предусмотреть в процессе изготовления эмиттеров меры по уменьшению в слое концентрации дефектов кристаллической решетки: отжиг и дополнительное окисление при температуре более низкой, чем температура активировки<sup>73</sup>. Изготовленные таким образом слои окиси бериллия имеют значения  $\sigma_{max} = 8–12$  (см. рис. 8) и характеристики, присущие чистым диэлектрическим слоям BeO. Изменения  $\sigma$  отдельных эмиттеров обычно не превышают 5–6% за первые 150–350 часов при хранении их как в сухом, так и во влажном воздухе, после чего изменения совсем прекращаются<sup>73</sup>. Это значительно меньше, чем для эмиттеров из бериллиевой бронзы, активированных другими способами, для которых изменение  $\sigma$  может составить 12–16% за первые 24 часа хранения<sup>72</sup> и 20% и более за 150 часов хранения<sup>8, 71</sup>.

2. Изменение  $\sigma$  эмиттеров при длительной работе их в ВЭУ. Устойчивость эмиттеров к токовым перегрузкам

При длительной работе ВЭУ о его эмиттирующих поверхностей может меняться при облучении их электронами, в основном либо вследствие отложения на них продуктов разложения паров масел и смазок <sup>79, 80</sup>, либо вследствие диссоциации и окрашивания <sup>81</sup> этих слоев.

Если в измерительной системе при работе ВЭУ давление паров масел диффузионных насосов, вакуумных замазок и паров других органических веществ достаточно высоко, то первая из причин уменьшения  $\sigma$  является основной. Толщина слоя продуктов разложения возрастает пропорционально парциальному давлению паров, току в пучке первичных электронов и времени облучения <sup>86, 87</sup>. С повышением температуры эмиттера скорость образования этого слоя уменьшается, а при  $T > 250^\circ\text{C}$  он вообще не образуется <sup>86</sup>. Значения  $\sigma$  слоев масел  $2,6-2,8$  <sup>88</sup>. У продуктов его разложения  $\sigma$  еще меньше ( $\sim 1,8$ ). Поэтому особенно сильно образование слоя продуктов разложения сказывается у эмиттеров с большим значением  $\sigma$  ( $\text{MgO}$ ,  $\text{BeO}$ ) и несколько меньше — у эмиттеров с малым значением  $\sigma$ . Кроме того, он может заряжаться и снижать стабильность работы ВЭУ.

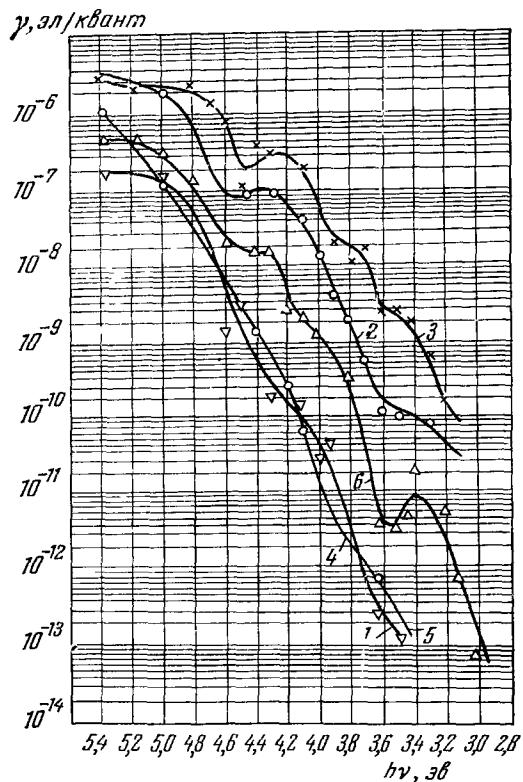


Рис. 9. Изменение спектральных характеристик фотоэффекта с окисью бериллия после облучения электронами.

1 — до облучения, толщина слоя  $1000 \text{ \AA}$ , 2 — после нагревания до  $100^\circ\text{C}$  при прокаливании нити электронной пушки; 3 — после электронной бомбардировки при  $j = 5 \cdot 10^{-4} \text{ а/см}^2$ ,  $V_p = 700 \text{ эВ}$ , 4 — через 24 часа после облучения, 5 — до облучения для другого образца, толщина слоя  $500 \text{ \AA}$  (соппадает с кривой 4); 6 — через 24 часа после облучения при  $j = 5 \cdot 10^{-5} \text{ а/см}^2$ .

ветствующих плотностях тока) в том случае, если испытания проводятся в условиях высокого вакуума <sup>94, 95</sup> и даже если эмиттеры (как в ФЭУ) до облучения уже содержат избыток металла <sup>94</sup>. Эмиттирующие же окисные поверхности ВЭУ, подвергшиеся воздействию воздуха, по свойствам близки к диэлектрическим, и их диссоциация под электронным пучком приводит к возникновению в слоях центров окрашивания <sup>81, 96</sup>, идентичных возникающим при наличии в них избытка металла и кислорода <sup>75</sup> и хорошо обнаруживаемых по наличию особенностей на спектральных характеристиках фотоэффекта <sup>81</sup> (рис. 9). При вторичной

эмиссии образование этих центров возможно как за счет захвата электронов существующими дефектами кристаллической решетки, так и механизмом, предложенным в<sup>83</sup>, согласно которому ионизация электронами анионных узлов дает возможность атомам перейти в междуузлие с образованием центров окрашивания как на них, так и на освободившихся узлах. Изменения  $\sigma$  определяют, по-видимому, в основном центры с фотоэлектронной работой выхода  $<4$  эВ<sup>81</sup>. Тогда, в соответствии с теоретическими предпосылками<sup>82</sup>, подтвержденными, по-видимому, экспериментами<sup>81</sup>,  $\sigma$  должна изменяться в соответствии с выражением

$$\sigma \propto (n_0 - n_t)^{-1/2}, \quad (10)$$

где  $n_t$  — концентрация центров окрашивания, образовавшихся в слое за время облучения  $t$ , а  $n_0$  — концентрация центров до облучения. Одновременно меняется и сопротивление эмиттирующего слоя. Если рекомбинация центров протекает по мономолекулярному или бимолекулярному законам<sup>81, 96</sup>, то соответственно

$$n_t = n_1 (1 - e^{-B_1 t}) B_1 \quad \text{или} \quad n_t = (n_1 / B_2)^{1/2} \operatorname{arcth} [(n_1 B_2)^{1/2} t], \quad (11)$$

где  $B_1, B_2$  — коэффициенты рекомбинации центров,  $n_1$  — скорость образования центров при данной плотности тока  $j$  [ $n_1 = f(j)$ ].

Экспериментальные данные<sup>81, 96</sup> согласуются с развитыми представлениями. Действительно, изменение  $\sigma$  со временем описывается одним из выражений (11) или сначала первым, а затем вторым, а зависимость установившегося (при  $t \rightarrow \infty$ ) значения  $\sigma_{\text{кон}}$  от  $j$  при плотностях тока от  $10^{-7}$  до  $10^{-4} \text{ а/см}^2$  в логарифмической шкале в общем случае представляется ломаной линией.

При увеличении  $j$  вплоть до некоторого  $j_{\text{кр}1}$  значения  $\sigma$  меняются мало, что на основании (10) при  $t \rightarrow \infty$  должно соответствовать  $n_0 > n_t$ . Затем следует участок с наклоном, близким 0,25, или  $\sigma \propto j^{-1/4}$ , после чего при  $j > j_{\text{кр}2}$  наклон близок к 0,125, или  $\sigma \propto j^{-1/8}$ . Если учесть, что при  $j < j_{\text{кр}2}$   $\sigma$  в основном меняется по мономолекулярному закону, а при  $j > j_{\text{кр}2}$ , по-видимому, по бимолекулярному, то при постоянстве  $B_1, B_2$  и  $n_t > n_0$  имеем  $n_1 \propto j^{-1/2}$ .

Из приведенного рассмотрения можно заключить, что допустимый выходной ток умножителей соответствует  $j_{\text{кр}1}$ . Эта величина зависит от материала эмиттеров (рис. 10) и тем больше, чем больше  $n_0$  и  $B$ , а также чем меньше концентрация дефектов кристаллической решетки, обусловленных скатием эмиттирующего слоя. Однако в общем диапазон изменения  $j_{\text{кр}1}$  для эмиттеров, устойчивых к воздействию воздуха, невелик. Действительно (рис. 10), для многих исследованных веществ, в том числе и для металлических эмиттеров с очень тонкими слоями окислов (кривая 6 на рис. 10), эти значения колеблются от  $1 \cdot 10^{-6}$  до  $3 \cdot 10^{-6} \text{ а/см}^2$ . В случае

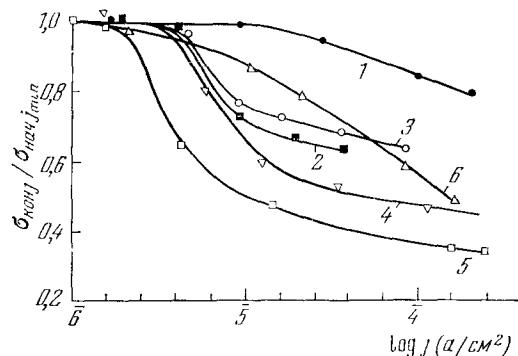


Рис. 10. Зависимость  $\sigma_{\text{кон}j} / \sigma_{\text{нач}j_{\text{min}}}$  от плотности тока для некоторых эмиттеров ( $V_p = 500$  эВ).

1 —  $\text{SnO}_2$  с большим содержанием металла, сопротивление слоя ( $R$ ) несколько сотен ом; 2 —  $\text{SnO}_2$  с меньшим содержанием металла, чем в 1,  $R = 2,8 \cdot 10^8$  ом; 3 —  $\text{SnO}_2 + 5\%$   $\text{In}$ ,  $R = 4,7 \cdot 10^8$  ом; 4 — проводящий слой на восстановленном в водороде стекле,  $R = 3 \cdot 10^7$  ом; 5 — слой окиси бериллия на  $\text{CuBe}$ ; 6 — бериллиевая бронза, очищенная электролитическим трацевием и прогретая в вакууме.

металлических эмиттеров, длительно находившихся на воздухе, изменение  $\sigma$  при электронной бомбардировке может быть также обусловлено частичным их обезгаживанием<sup>98</sup>. Лишь для  $\text{SnO}_2$  со значительным избытком Sn  $j_{\text{кр}} 1$  повышается до  $10^{-5} \text{ а/см}^2$  (кривая 1 на рис. 10). Однако при повышении сопротивления слоя до  $10^6$ — $10^8 \text{ ом}$   $j_{\text{кр}} 1$  снижается до значений, характерных для остальных исследованных эмиттеров (кривая 2 на рис. 10). Поэтому, хотя в принципе и существуют методы улучшения характеристик слоев<sup>76</sup> (например, легированием и т. д.), в настоящее время все используемые свежеизготовленные эмиттеры не очень значительно отличаются по устойчивости при электронной бомбардировке. При этом невысокие допустимые плотности тока ( $j_{\text{кр}} 1$ ) обусловлены, по-видимому, диэлектрическим характером поверхностных эмиттирующих слоев, что отличает эмиттеры, используемые в умножителях открытого типа, от эмиттеров ФЭУ.

Длительное воздействие воздуха на эмиттеры, как правило, еще несколько снижает величину  $j_{\text{кр}} 1$ . Для эмиттеров из сплавов, кроме того, в зависимости  $\sigma = f(j)$  иногда появляется максимум, обусловленный, по-видимому, возникновением «аномальной» составляющей эмиссии при достижении оптимального соотношения между концентрацией возникших при воздействии воздуха дефектов кристаллической решетки и концентрацией центров окрашивания, возникающих при электронной бомбардировке<sup>54</sup>.

### 3. Влияние на эмиттеры некоторых других факторов. Восстановление свойств эмиттеров

Большинство эмиттирующих слоев, применяющихся в ВЭУ, обладает достаточной плотностью, химически стойки и предельно «насыщены» кислородом. Поэтому изменения  $\sigma$  эмиттеров, например из CuBe, при длительном хранении их на воздухе, в атмосфере инертных газов и в предварительном вакууме<sup>73</sup> аналогичны. Их характеристики не меняются при изменении давления в измерительной системе от  $10^{-4}$  до  $10^{-5}$ <sup>106, 73</sup> и даже до  $10^{-8} \text{ мм рт. ст.}$  Аналогично ведут себя эмиттеры из CuMg (AlMg), но только в отсутствие паров воды. Большая химическая стойкость и плотность таких слоев, как BeO<sup>156</sup>-, MgO-слои на свинцовом стекле, позволяет предположить, что изменение  $\sigma$  этих слоев в присутствии паров различных веществ может наступить лишь в результате адсорбции этих паров на поверхности эмиттеров. При этом, по мере утолщения адсорбированного слоя,  $\sigma$  эмиттеров может проходить через экстремум<sup>99</sup> и затем стремиться к значению, характерному для адсорбируемого вещества.

В ряде случаев, например, для снижения уровня фона в масс-спектрометрах, ВЭУ необходимо прогревать в вакууме. Свежеизготовленные активированные диноды из сплавов можно нагревать без изменения  $\sigma$  вплоть до температуры активировки<sup>54</sup>. В этом случае допустимая температура прогрева умножителя ограничивается лишь термостойкостью его плат. На  $\sigma$  этих эмиттеров с достаточной толщиной окисного слоя (1000 Å) не сказывается и прогрев в атмосфере  $\text{N}_2\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  и сухого  $\text{H}_2$ <sup>79</sup>. Нагревание во влажном  $\text{H}_2$  разрушает эмиттирующий слой и снижает  $\sigma$  эмиттеров со слоями MgO на 30%<sup>79</sup>.

Однако при длительном хранении на воздухе эмиттеров из сплавов в их эмиттирующих слоях возможно возникновение некоторой концентрации «механических» дефектов кристаллической решетки (п. 1), а при длительной работе в приборе — центров окрашивания (п. 2). Это увеличивает скорость диффузии активного металла из сплава в эмиттирующий слой и существенно снижает допустимую температуру нагрева эмиттеров.

Так, длительное нагревание таких эмиттеров из CuBe при давлении ниже  $10^{-4}$  мм рт. ст. до температуры выше  $250^\circ$  С может приводить к существенному изменению  $\sigma$  за счет обогащения эмиттирующего слоя избытком бериллия<sup>54, 61</sup>. Эмиттеры из свинцового стекла допускают нагревание в вакууме до  $300^\circ$  С<sup>69</sup>. Лишь немного выше допустима температура нагрева для эмиттеров из слабо окисленных сплавов (CuBe), так как при температуре  $400$ — $450^\circ$  С в них начинается диффузия активного металла из сплава через тонкий окисный слой.

Свойства всех эмиттеров существенно ухудшаются, если в ВЭУ, например, при случайном повышении давления в измерительной системе свыше  $10^{-4}$  мм рт. ст., зажигается тлеющий разряд. Уже моментальное действие такого разряда (2—3 сек) приводит к разрушению эмиттирующего слоя, снижает  $\sigma$  эмиттеров из CuBe на 10%<sup>98</sup>. Уменьшение  $\sigma$  тем больше, чем больше ток, время разряда и поддерживающая его разность потенциалов<sup>80</sup>.

Свойства эмиттеров из сплавов можно восстановить их повторной активировкой. Если для эмиттеров со слоями MgO (например, из сплава AMgK) для этого достаточно прогреть их 30—60 мин при  $340^\circ$  С при откачке диффузионным насосом без разборки умножителя<sup>27</sup>, то для эмиттеров из CuBe требуется разборка умножителя и повторное окисление при  $650^\circ$  С и давлении кислорода порядка  $10^{-2}$  мм рт. ст.<sup>73</sup>. Только в этом случае обеспечивается окисление избытка бериллия в окисном эмиттирующем слое и полное восстановление эмиттирующих свойств. Восстановление эмиттеров из свинцового стекла требует повторения цикла формирования полупроводникового слоя<sup>69</sup>.

#### IV. ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ УМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ТОКА С КАТОДА УМНОЖИТЕЛЯ

Чтобы можно было сравнивать между собой параметры различных умножающих систем, желательно снимать характеристики при возбуждении на катоде лишь одноэлектронных актов, т. е. при облучении катода светом от ламп с излучением в ближней ультрафиолетовой области спектра либо электронами с малыми энергиями. В случае невыполнения указанных условий при дальнейшем изложении делается соответствующая оговорка.

##### 1. Характеристики умножающих систем с дискретными динодами

Как уже отмечалось, наибольшие усиления на каскад позволяет реализовать умножающая система с корытообразными динодами. Зависимость коэффициента усиления от разности потенциалов на умножителе и счетные характеристики<sup>58</sup> для такой системы с 14 умножающими динодами из бериллиевой бронзы (см. рис. 1), активированной, как описано в п. 1 гл. II, и собранной на слюде<sup>31</sup>, представлены на рис. 11. Аналогичные характеристики имеют ВЭУ с катодом в виде жалюзи, собранные на керамике<sup>42</sup>. Умножающая система имеет коэффициент усиления до  $10^9$  и плато счетной характеристики, практически не имеющее наклона при изменении  $U_{\text{дел}}$  от 3600 до 4600 в. Собственный фон системы при давлении  $10^{-6}$  мм рт. ст. и работе на плато характеристики порядка 6—30 имп/мин. При дальнейшем возрастании  $U_{\text{дел}}$  (при возрастании  $K$  и выходного тока) скорость счета растет за счет повышения числа ложных импульсов с малой амплитудой, сопутствующих основным. Это может быть обусловлено как ионизацией ионов остаточных газов, так и возникновением последействия эмис-

ции<sup>70, 100</sup> (см. гл. III). Распределение импульсов от ВЭУ по амплитудам, характеризующее статистический разброс коэффициента усиления умножителя, и изменение этого распределения при изменении  $U_{дел}$  иллюстрируют кривые рис. 12. После длительного воздействия воздуха ( $U_{дел} = \text{const}$ ) распределение меняется приблизительно от кривой 1 к кривой 3<sup>58</sup>. Качественно форма кривых согласуется с расчетной<sup>57</sup>, и для исключения просчетов при регистрации излучения в режиме счета импульсов необходимо, чтобы счетная схема имела порог срабатывания порядка 1 мк

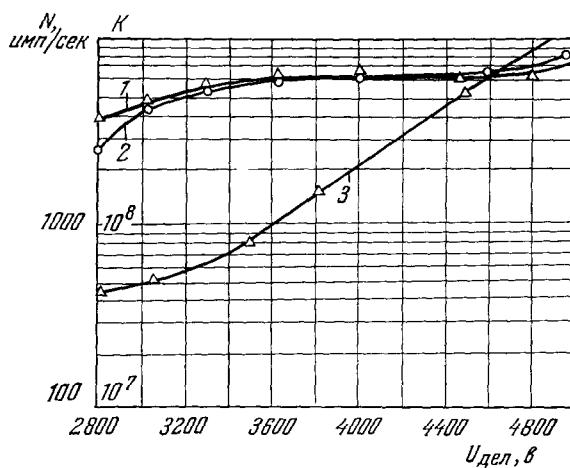


Рис. 11. Счетные характеристики и коэффициент усиления ВЭУ из бериллиевой бронзы.  
Порог срабатывания счетной схемы 1 мк; динамический диапазон порядка 500.  
1, 2 —  $N = f(U_{дел})$  для двух различных ВЭУ; 3 —  $K = f(U_{дел})$ .

и динамический диапазон не менее 500. Распределения сняты на  $\beta$ -излучении от  $\text{C}^{14}$  с энергией до сотен кэВ. Поэтому, хотя в этом случае  $\sigma < 1$ , по сравнению с одноэлектронным распределением, распределение, по-видимому, несколько обогащено импульсами с большой амплитудой. Однако, как показали проверочные эксперименты с ртутной лампой, это обогащение невелико.

При работе ВЭУ, собранных на изолирующих платах, в течение первых 10—15 мин после включения выходной ток умножителя может измениться до 30% первоначальной величины, после чего изменения не превышают 3% в час<sup>43</sup>. Одновременно наблюдаются и некоторые изменения скорости счета (соответственно до 12% и 1%)<sup>43</sup>. После выключения и отыxa умножителя процесс повторяется. Поскольку эта начальная нестабильность обусловлена, по-видимому, зарядкой несущих диэлектрических плато<sup>43</sup>, ограничение пучка регистрируемого излучения по высоте, соединение защитного металлического кожуха с катодом умножителя и уменьшение скорости счета ниже 2000 имп/сек снижает указанную нестабильность. Начальная нестабильность не наблюдается в ВЭУ, собранных на траверзах<sup>43</sup>. Прочие характеристики траверзных ВЭУ совпадают с приведенными выше. Допустимый выходной ток для всех описанных умножителей порядка 1 мкА (плотность тока  $10^{-6} \text{ а/см}^2$ ; см. гл. III). При больших токах наблюдается монотонное уменьшение  $K$  со временем. Зависимость выходного тока и скорости счета от интенсивности регистрируемого излучения линейны вплоть до тех же выходных токов<sup>54</sup>.

Изменение коэффициента усиления умножителя во время хранения обычно не превышает 3—5 раз за 2000 часов хранения как в сухом, так

и влажном воздухе<sup>73</sup> (см. гл. III) и практически заканчивается за первые 150—350 часов хранения. При каждойодневной работе ВЭУ при давлении ниже  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. при выходных токах, не превышающих 1 мкА, и каждойодневном впуске воздуха в прибор срок службы умножителя, определенный по снижению  $K$  от  $10^8$  до  $10^7$ , обычно превышает шесть месяцев. Однако в некоторых случаях коэффициент усиления в те же сроки уменьшается до  $10^6$ , но затем сохраняется на этом уровне месяцы и даже годы.

Для ВЭУ с динодами, имеющими эмиттирующие слои также из окиси бериллия, но изготовленные по отличающейся технологии, устойчивость к воздействию воздуха меньше и коэффициент усиления обычно не превышает  $10^5$ — $10^6$ <sup>8, 9, 20, 98</sup>, что ведет к ухудшению счетных характеристик.

Для умножителей с корытообразными динодами из сплавов меди и алюминия с магнием, с эмиттирующими слоями из MgO, коэффициенты усиления могут достигать  $10^9$  и больше<sup>28</sup>, но устойчивость к воздействию воздуха меньше (гл. III). Так, у лучших умножителей из сплава меди с магнием  $K$  за 600 часов хранения в сухом воздухе может измениться в пятьдесят раз<sup>28</sup>.

Умножители с динодами из Al<sup>30</sup> обладают хорошей стабильностью лишь при выходных токах меньше 1 мкА. Они обладают коэффициентом усиления  $10^7$  при двадцати динодах, что соответствует усилению на каскад 2,2.

Еще меньшим усилением на каскад обладают ВЭУ с двадцатью жалюзными динодами<sup>29</sup>. Al, а последующие из CuBe. то коэффициент усиления умножителя равен  $\sim 10^5$  при 4000 в.

Допустимый выходной ток также меньше 1 мкА. За счет повышения порога срабатывания счетной схемы фон умножителя может быть снижен до 50—70 имп/сек.

## 2. Характеристики умножающих систем с непрерывными эмиттерами

Характеристики всех типов умножителей с непрерывными эмиттерами имеют много общего. Наиболее четко характерные особенности таких умножителей можно проследить на примере ВЭУ канального типа. Для умножителей с прямыми каналами из стекла с полупроводниковым эмиттирующим слоем, работающими при давлении  $10^{-4}$ — $10^{-7}$  мм рт. ст., различные теоретические расчеты зависимости  $K = f(U_{дел})$  в большей<sup>37, 38</sup>

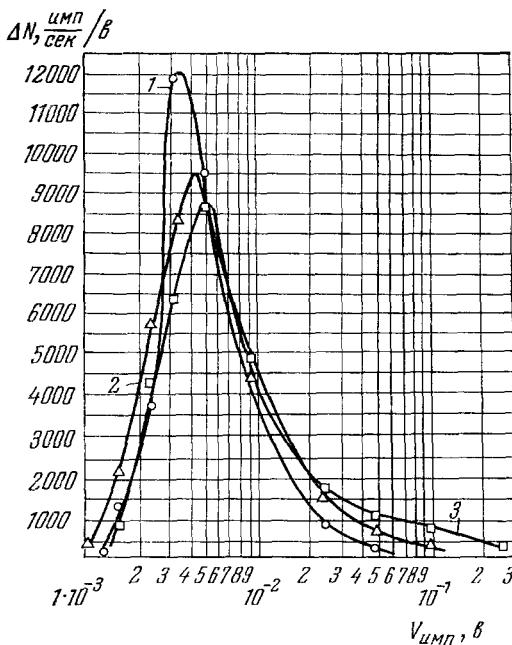


Рис. 12. Распределение импульсов на выходе ВЭУ из CuBe по амплитудам для различных разностей потенциалов, приложенных к делиителю.

Емкость на выходе ВЭУ 100 мкикф; источник излучения С<sup>11</sup>. 1 —  $U_{дел} = 3500$  в; 2 —  $U_{дел} = 4000$  в; 3 —  $U_{дел} = 4500$  в

Если первые диноды изготавливаются из

Если первые диноды изготавливаются из

или меньшей<sup>34, 103</sup> степени совпадают с экспериментальными данными лишь для малых значений  $U_{дел}$  (для малых  $K$ ). При увеличении  $K$  выше  $10^5-10^6$  наблюдается резкое увеличение коэффициента усиления (рис. 13), которое не предсказывается элементарной теорией и объясняется<sup>40, 34, 35, 38, 103, 104, 105</sup> возникновением положительной ионной обратной связи между выходом и входом умножителя. Действительно, в этом случае коэффициент усиления начинает зависеть от давления в системе и регистрируемого потока излучения, а передний фронт импульса становится ступенчатым<sup>40</sup>. При фотографировании импульсов от ВЭУ с большим временным разрешением оказывается, что на самом деле они состоят

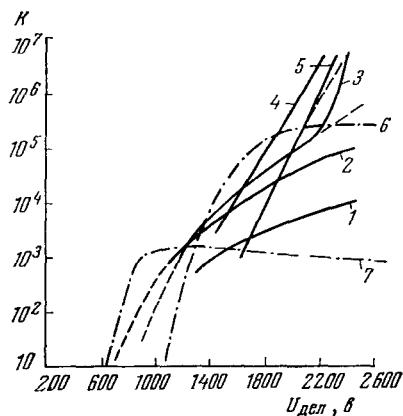


Рис. 13. Зависимость  $K = f(U_{дел})$  для прямого канального умножителя<sup>35</sup>.

1—5 — экспериментальные данные соответственно для значений калибра канала 40, 50, 60, 80, 100; 6, 7 — теоретические кривые соответственно для калибра 50 и 28.

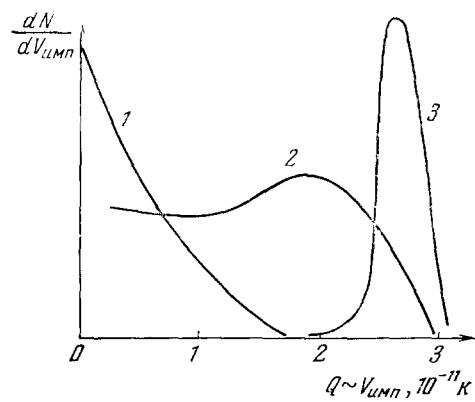


Рис. 14. Изменение распределения импульсов от ВЭУ с прямым каналом по амплитудам при работе в нормальном режиме (1) и в насыщении амплитуды импульсов напряжения (3).

Длина канала 5 см, диаметр канала 0,77 мм<sup>104</sup>. 1 —  $U_{дел} = 2,5$  кв; 2 —  $U_{дел} = 3,5$  кв; 3 —  $U_{дел} = 5,5$  кв.

из стартового импульса и последующей серии импульсов<sup>103</sup>. Коэффициент усиления по стартовым импульсам порядка  $10^7-10^8$ , что близко к теоретической величине, в то время как полный коэффициент усиления серии может доходить до  $10^{10}$ . Длительность серии 1—4 мсек<sup>39, 40</sup>, а расстояние между импульсами в ней зависит от состава остаточных газов: чем больше масса молекул газа, тем больше временной интервал<sup>103</sup>. При возрастании давления или при увеличении  $U_{дел}$  наряду с сериями начинают появляться «ложные» импульсы, считаемые отдельно от основной серии, а затем может возникнуть самопроизвольный тлеющий заряд<sup>40</sup>. При давлении  $10^{-9}$  мм рт. ст. (эксперименты на космических ракетах) описанные явления не наблюдаются, общее усиление не столь велико и длительность импульсов не превышает  $10^{-8}$  сек<sup>39</sup>.

Таким образом, при использовании ВЭУ с прямыми каналами в обычных исследовательских приборах с рабочим давлением  $10^{-5}-10^{-7}$  мм рт. ст. выходной ток умножителя будет достаточно стабильным лишь при  $K \geq 10^6$  ( $U_{дел}$  до 2500 в). При больших коэффициентах усиления значение выходного тока и амплитуда импульса напряжения, формируемая серией, начинают зависеть от давления, регистрируемой интенсивности и т. д. В этом случае некоторую стабильность выходного сигнала может обеспечивать режим счета импульсов при «насыщении» выходных импульсов напряжения. Явление насыщения<sup>40</sup> заключается в ограничении величины

импульса напряжения от ВЭУ, вызванного серией, при  $K$  выше  $10^7$ , в результате образования на выходной части канала за счет интенсивной вторичной эмиссии, поверхностного заряда и перераспределения потенциалов вдоль слоя. В этом случае увеличение  $K$  и выходного тока при дальнейшем увеличении  $U_{дел}$  происходит в основном за счет уширения импульса. Распределение импульсов по амплитудам становится узким (кривая 3 на рис. 14), и это должно обеспечить хорошее плато счетной характеристики ВЭУ. Однако режим насыщения не всегда дает эффект и не всегда сохраняется достаточно долго. Во-первых, иногда режим насыщения наступает при таких  $U_{дел}$ , когда число ложных фоновых импульсов уже достаточно велико и скорость счета может колебаться за счет изменения их числа при изменении давления и т. д. Во-вторых, облучение эмитирующих слоев электронами при работе умножителя приводит к постепенному убыстряющемуся с ростом выходного тока преобразованию распределения 3 (рис. 14) в распределение 1 <sup>104</sup>. В последнем случае уже имеется значительное число импульсов с малой амплитудой, просчет которых может существенно уменьшить скорость счета относительно первоначальной. Форма распределения может восстанавливаться за несколько минут работы при малых интенсивностях, после прогрева умножителя в вакууме или после воздействия на него воздуха. Однако наблюдается также медленное изменение  $K$  в 2,5 раза независимо от условий работы вследствие неравномерного разогрева эмитирующих слоев при прохождении по ним тока, изменения сопротивления слоя и соответствующего перераспределения потенциала вдоль него. Кроме того, наблюдается долгосрочное (за 18 месяцев) изменение  $K$  в 100 раз, которое не восстанавливается прогревом <sup>104</sup>.

Отрицательное влияние положительной ионной обратной связи значительно уменьшается, если канал умножителя изгибаются по радиусу  $R = 20 \text{ мм}$  при длине, равной  $(2/3) \cdot 2\pi R$  <sup>40</sup>, или если умножитель при общей длине канала около 50 мм изготавливается в виде спирали диаметром 8—12 мм и шагом порядка 4 мм <sup>103, 105</sup>. В этих умножителях теоретическая зависимость  $K = f(U_{дел})$  хорошо совпадает с экспериментальной уже до значения  $K = 10^8$  <sup>103</sup>. При увеличении усиления до указанного предела (при  $U_{дел} \approx 3000 \text{ в}$ ) оно не зависит от давления <sup>105</sup>, передний фронт импульса не искажен, а время его нарастания составляет 20 нсек <sup>40</sup>. Все это свидетельствует о том, что в данном случае усиление достигается за счет предсказанного теорией возрастания числа и энергии соударений электронного потока с эмитирующим слоем. Число соударений доходит до 50 (шаг 1 мм) <sup>103</sup>, усиление на соударение  $\sim 1,45$ —1,5.

В изогнутых умножителях, так же как и в умножителях с прямым каналом, наблюдается ограничение величины импульсов напряжения <sup>40, 103, 105</sup>, которое наступает при  $K = 10^7$ —5·10<sup>7</sup>. Однако в данном случае насыщение, по-видимому, наступает в результате формирования в канале умножителя не поверхностного, а объемного заряда <sup>103, 105</sup>.

Распределение импульсов напряжения от ВЭУ по амплитудам при  $U_{дел}$ , соответствующем началу насыщения, в этом случае еще уже, чем в случае прямого канала, и тем более, чем у ВЭУ с дискретными динодами (даже при усилении на каскад, равном 5) <sup>103</sup>. Однако распределение несколько уширяется при повышении интенсивности регистрируемого излучения и при дальнейшем повышении  $U_{дел}$ . При очень больших  $U_{дел}$  (5000 в) в распределении появляется дополнительный максимум, возможно, ионного происхождения <sup>103</sup>.

Описанные выше явления наблюдаются также и для щелевых умножителей с эмиттерами из свинцового стекла, имеющих сопротивление  $10^8$ — $10^9 \text{ ом}$ . Из кривых 1—2 рис. 15 видно, что и у таких умножителей

имеется резкое возрастание коэффициента умножения (при  $K > 10^5$ ), вызванное возникновением положительной ионной и, возможно, оптической связи<sup>13</sup>. Наблюдается также резкое возрастание скорости счета за счет появления ложных импульсов, обусловленных этой связью, и самоподдерживающийся разряд при больших  $U_{дел}$ . Таким образом, рабочий коэффициент усиления не превышает  $10^6$  и счетная характеристика практически не имеет плато. Однако тщательный отбор пластин эмиттеров, определение для каждой пары пластин оптимальной щели (от 0,5 до 1,1 мм) и разности потенциалов, компенсирующей уменьшение длины одной из пластин, позволяет увеличить рабочий коэффициент умножителя при

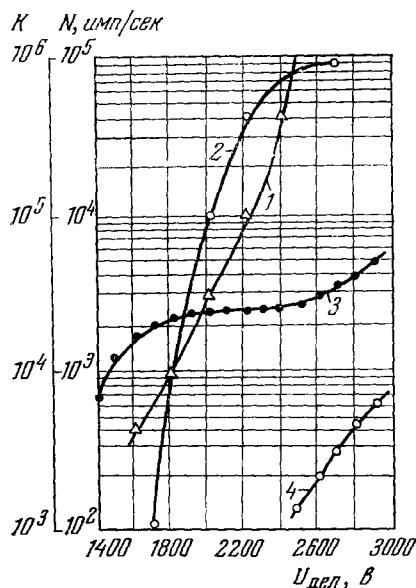


Рис. 15. Зависимость  $N$  и  $K$  от  $U_{дел}$  для двух щелевых умножителей с эмиттерами из спинноко-силикатного стекла.

1, 2 — по<sup>13</sup> при регистрации ионов  $Ar^+$  с энергией 2 кэВ, ионный ток  $10^{-14}$  а, соответственно  $K = f(U_{дел})$  и  $N = f(U_{дел})$ ; 3, 4 — для другого ВЭУ при регистрации излучения от водородной лампы, соответственно  $N = f(U_{дел})$  и фон.

ва с примесью сурьмы<sup>21</sup>, имеющими сопротивление  $10^7$  ом, обладают коэффициентом усиления до  $10^8$  при  $U_{дел,1} = 2000$  в и  $H = 300$  э. При давлении  $10^{-5}$  мм рт. ст. после прогрева в вакууме усиление таких ВЭУ падает на 10% за 100 часов работы при выходном токе  $10^{-7}$  а. Прогрев восстанавливает усиление. Усиление меняется в 10 раз при сканировании излучением от одного края катода к другому. Длительность импульса напряжения порядка  $5 \cdot 10^{-9}$  сек. Однако увеличение давления в приборе сокращает плато счетной характеристики со стороны больших  $U_{дел}$  за счет появления импульсов фона, вызванных ионной обратной связью и возникновением фотонов в районе коллектора умножителя<sup>21</sup>. Умножители, описанные в<sup>32</sup>, имеют  $K = 10^7$  при  $2000$  в и  $H = 400$  э. Разность потенциалов между рабочей и вспомогательной пластинами 350 в. При длине рабочей пластины 130 мм электронный поток претерпевает приблизительно 42 соударения, что соответствует увеличению на каскад, равному 1,48, а изменение коэффициента усиления за 8 часов работы не превышает  $\pm 3\%$ .

длине эмиттеров около 50 мм до  $10^7$  и получить достаточно протяженное плато счетной характеристики (кривая 3 на рис. 15). Для такого умножителя появление ложных импульсов (кривые 3 и 4) и ограничение величины импульсов обычно наблюдаются одновременно ( $U_{дел} \sim 2400$  в). Фон умножителя при работе на плато порядка нескольких импульсов в секунду (порог срабатывания схемы 1 мк). Допустимый выходной ток умножителя  $0,1 - 0,2$  мка. При таком токе изменение его при постоянной плотности потока излучения обычно не превышает 3–5% за час работы даже без предварительного прогрева умножителя в вакууме. Воздействие воздуха на такие эмиттеры и прогрев их в вакууме сопровождается иногда колебаниями  $K$  в несколько раз.

Усиление до  $10^7$  при  $U_{дел} = 3000$  в получено также в щелевом умножителе с эмиттерами из  $Al_2O_3$ , активированного Mo, имеющими сопротивление  $10^8$  ом<sup>36</sup>.

Несколько большие рабочие коэффициенты усиления при несколько меньших  $U_{дел}$  имеют ВЭУ с комбинированной магнитной и электростатической фокусировкой. Умножители с эмиттирующими слоями из окислов олова

Умножители с эмиттерами из свинцового стекла с сопротивлением  $10^8$  ом и длиной рабочей пластины порядка 50–60 мм (см. рис. 5) имеют коэффициенты усиления до  $10^8$  при  $U_{дел} = 1800–2000$  в,  $H = 360$  э и разности потенциалов между пластинами 150–300 в. Фон порядка 1–2 имп/сек. При повышении  $U_{дел}$  сверх определенных значений наблюдается насыщение величины импульсов и затем рост числа ложных импульсов.

### 3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ТОЧНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С КАТОДА.

#### АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Как и всякий другой приемник излучения, ВЭУ может быть использован для проведения как относительных, так и абсолютных измерений. Последние в данном случае предполагают измерения с заданной точностью плотности потока регистрируемого излучения, которые, при известных характеристиках катода и источника, могут быть переведены в энергетические величины. Оставив пока рассмотрение полной точности измерений до гл. V, рассмотрим точность регистрации электронного потока с катода.

При относительных измерениях в режиме регистрации тока на выходе умножителя эта точность определяется регистрирующим прибором и стабильностью коэффициента усиления умножающей системы (формула (8)) как при работе и хранении ВЭУ, так и при изменении энергии регистрируемого излучения. Стабильность умножителей можно получить порядка 1–2% (пп. 1–2 гл. IV), если: выходные токи  $<0,1–1$  мка; питание умножителя стабилизировано с точностью не хуже 1%; время измерений ограничено (исходя из зависимости  $i_v$  от времени работы); место и угол встречи излучения с катодом неизменны; умножитель и подводящие провода экранированы; регистрируемый поток достаточен, чтобы флюктуационные ошибки были меньше 1% и (для ВЭУ с непрерывными эмиттерами) давление в приборе неизменно, а регистрируемые потоки близки.

В спектре электронов, зарождаемых излучением на катоде, всегда присутствуют электроны с энергией, близкой к энергии квантов излучения (см. гл. V). Если энергия этой части электронов велика, они могут теряться для дальнейшего усиления либо потому, что электроны с этой энергией уже не фокусируются существующим электрическим полем на первый динод (или в канал) умножителя, либо потому, что коэффициент вторичной эмиссии первого динода для них уменьшается (см. рис. 8 и гл. V) и увеличивается вероятность того, что они не возбудят ни одного вторичного электрона. Поэтому для обеспечения точности относительных измерений в указанном режиме необходимо, чтобы регистрируемые излучения не сильно отличались по энергии.

Работа в режиме счета импульсов должна значительно облегчить измерения. В этом случае при работе на плато счетной характеристики скорость счета практически не меняется при изменении  $K$  в широких пределах (см. рис. 11), а изменения скорости счета от времени измерения значительно меньше, чем изменения тока. Это позволяет, либо выполняя сформулированные выше условия, увеличить точность измерений, либо увеличить время измерений каждой точки, т. е. иметь возможность работать при меньших потоках ( $\delta = (Nt)^{-1/2}$ ).

Сложнее обстоит дело при необходимости проведения абсолютных измерений тока с катода умножителя. Из-за малой стабильности коэффициента усиления эти измерения в режиме регистрации выходного тока возможны лишь в том случае, если перед каждым измерением проводится

градуировка умножителя (определение  $K$ ) с помощью стабильного источника с известной плотностью потока (например,  $\text{C}^{14}$ ).

Проще обстоит дело при работе умножителя в режиме счета импульсов. В этом случае ток с катода измеряется по числу эффективных актов, а точность совпадения числа этих актов с числом сосчитанных импульсов определяется близостью к единице и стабильностью коэффициентов  $a = a_1 a_2 a_3$  и  $a_0 = a_{01} a_{02}$  (см. п. 2 гл. II), которые могут быть определены с достаточной достоверностью и без предварительной градуировки приемника. Величина  $a_3$  может быть, при энергиях электронов с катода менее 200—300 эв и  $\bar{v} = 1$ , приблизительно подсчитана<sup>60</sup> на основании закона Пуассона<sup>55</sup>. При регистрации ультрафиолетового излучения ( $\bar{v} = 1$ ) энергия электронов с катода определяется лишь разностью потенциалов катод — динод ( $U_{\text{ФК}}$ ). Тогда для ВЭУ с усилением на каскад больше трех при  $U_{\text{ФК}} < 300$  эв, например для умножителей из  $\text{CuBe}$ , эта величина все время будет

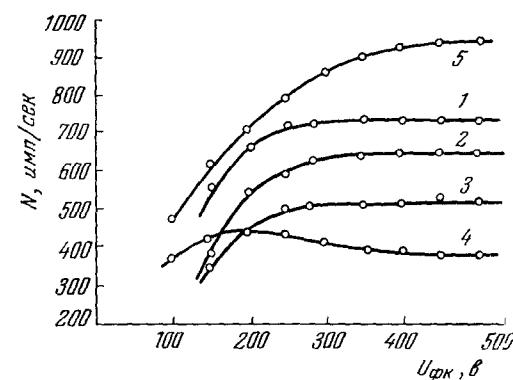


Рис. 16. Зависимость скорости счета на выходе ВЭУ от разности потенциалов катод — динод ( $U_{\text{ФК}}$ ) при постоянной разности потенциалов на остальных электродах умножителя.

1—3 — для разных точек катода в виде цилиндра  $R = 8$  мм, кривые смещены друг относительно друга на 100 имп/сек; 4, 5 — для различных точек другого катода с неблагоприятными условиями фокусировки электронов.

близка к единице. Действительно, при уменьшении усиления от пяти до трех в результате старения умножителя или других причин  $a_3$  изменится всего от 0,99 до 0,95<sup>57</sup>. Если энергия электронов с катода больше, чем указанные, то доля электронов, не вырвавших ни одного вторичного электрона, возрастает по отношению к рассчитанной по кривой Пуассона<sup>60, 107, 108</sup>. Так, для Ni при энергии электронов 500 эв эта доля возрастает в два раза<sup>60</sup>, что, однако, при  $\sigma = 4$  приводит к уменьшению  $a_3$  всего от 0,98 до 0,96. При еще больших энергиях электронов определение  $a_3$  нужно производить по экспериментальным данным<sup>60, 107, 108</sup>. Величины  $a_1$  и  $a_2$  могут быть определены из зависимостей  $N$  от разности потенциалов катод — динод (рис. 16) и от разности потенциалов динод — динод в предположении, что и на протяженном, не имеющем наклона плато этих зависимостей (при  $U_{\text{дел}} = \text{const}$ )  $a_1 = a_2 = 1$ . Однако это верно лишь в том случае, если энергия электронов с катода не превышает необходимой для получения на первом диноде максимального значения  $\sigma_{\text{max}}$  (см. рис. 8). Для электронов с большими энергиями может наблюдаться ложное плато в результате компенсации уменьшения  $a_3$  при уменьшении  $\sigma$ , увеличением  $a_1$  при улучшении условий фокусировки электронов.

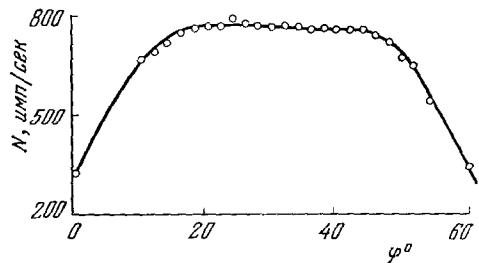


Рис. 17. Зонная характеристика катода на Ni в виде части цилиндра с  $R = 8$  мм<sup>58</sup>. Источник излучения — ампула с  $\text{C}^{14}$ , расположенная на расстоянии 1 мм от платы ВЭУ ближе к ножке первого динода. Угол поворота ампулы отсчитывается от одной из ножек катода. Пучок излучения с расходимостью 5°.

и на протяженном, не имеющем наклона плато этих зависимостей (при  $U_{\text{дел}} = \text{const}$ )  $a_1 = a_2 = 1$ . Однако это верно лишь в том случае, если энергия электронов с катода не превышает необходимой для получения на первом диноде максимального значения  $\sigma_{\text{max}}$  (см. рис. 8). Для электронов с большими энергиями может наблюдаться ложное плато в результате компенсации уменьшения  $a_3$  при уменьшении  $\sigma$ , увеличением  $a_1$  при улучшении условий фокусировки электронов.

Кроме того, полный сбор электронов можно считать доказанным лишь при наличии четкого плато характеристики  $N = f(\varphi_0)$  (рис. 17) или  $N = f(x)$ , где  $x$  — смещение ВЭУ перпендикулярно к пучку излучения. Величина  $a_{01}$  всегда может быть выбрана равной единице за счет соответствующего уменьшения интенсивности регистрируемого излучения. Таким образом, произведение  $aa_{01}$  может быть весьма близко к единице. Величина  $a_{02}$  может быть приблизительно оценена при известном пороге срабатывания и динамическом диапазоне счетной схемы из кривых распределения импульсов на выходе ВЭУ по амплитудам (по кривым рис. 12) как отношение площади под кривой внутри динамического диапазона схемы к полной площади. При малых  $K$  в основном просчитываются импульсы с малой амплитудой, при больших — с большой. Расчеты показывают, что при изменении  $K$  умножителя от  $10^9$  до  $10^7$  в результате старения или изменения  $U_{\text{дел}}$  величина  $aa_0$  меняется всего от 0,87 до 0,9, если счетная схема имеет порог срабатывания 1 мк и динамический диапазон 500. При расширении динамического диапазона величина  $aa_0$  увеличивается.

Таким образом, при работе ВЭУ из CuBe с хорошо сконструированной входной системой в режиме счета импульсов на плато счетной характеристики и зависимости  $N = f(U_{\text{ФК}})$ , при выходных точках до 1 мк и при соблюдении рекомендованных предосторожностей, эффективность регистрации тока с катода имеет величину порядка 0,9, поддерживается с точностью порядка нескольких процентов при изменении  $K$  в весьма широких пределах и может быть определена без специальной градуировки даже в случае одноэлектронных актов на катоде. При многоэлектронных актах ( $v > 1$ ) просчеты уменьшаются и точность должна увеличиваться. Так, при  $v \geq 3$   $a_3$  практически всегда будет равна единице. При проведении подобных измерений умножителями с малым усилением на каскад необходима градуировка приемника перед каждым измерением. Так, при усилении 1,5—2 ( $K = 10^4$ — $10^6$ )  $a_3$  уменьшается уже до 0,6—0,8<sup>57</sup> и незначительные изменения в  $K$  сопровождаются ощутимыми изменениями в  $a_3$ . В ВЭУ с непрерывными динодами, имеющими усиление на соударение такого же порядка (см. п. 2 этой главы), кроме того, значение  $a_3$ , а также  $a_1$  и  $a_2$ , весьма трудно определить в связи с неопределенностью в числе соударений.

## V. КАТОДЫ. ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ТОЧНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для обеспечения стабильности измерений в условиях частого соприкосновения ВЭУ с воздухом катоды умножителей должны удовлетворять всем требованиям, предъявляемым к динодам, а для обеспечения низкого уровня фона они должны иметь большую работу выхода. Поэтому в качестве катодов можно использовать металлы и сплавы с большой работой выхода и слои из малогигроскопичных и беспримесных окислов и галоидов щелочноземельных металлов, а также из щелочно-галоидных соединений, которые обладают большой шириной запретной зоны. Может быть определена эффективность каждого из этих катодов при регистрации того или иного излучения. В этом случае для определения эффективности умножителя как приемника излучения ( $\beta$ ,  $\beta_n$ ) нужно еще знать эффективность умножающей системы и ее изменение при изменении энергии излучения. Последнее определяется (п. 3 гл. IV) распределением эмитированных электронов по энергиям и направлениям вылета и величиной  $v$ .

### 1. Эффективность регистрации корпускулярного излучения

При регистрации электронов с помощью ВЭУ, работающего в режиме измерений выходного тока, величина  $\chi$  равна полному коэффициенту вторичной электронной эмиссии (который при  $\chi_{ii} = 1$  равен  $\eta$ ). Эта величина зависит от энергии первичных электронов  $V_p$ <sup>109</sup>, и результаты измерений необходимо корректировать в соответствии с зависимостью  $\sigma = f(V_p)$  (см. рис. 8). Максимальное значение  $\sigma_{max}$  на отражение для хорошо обезгаженных металлов увеличивается от 0,5 для Be до 1,7 для Pt и достигается соответственно при  $V_p = 300$ —800 эв. Для необезгаженных металлов и сплавов  $\sigma_{max} = 2$ —3 при  $V_p = 500$ —600 эв. Для щелочно-галоидных

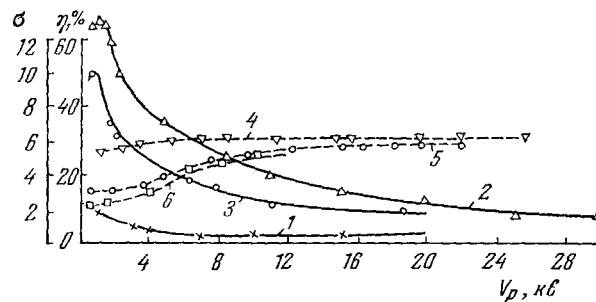


Рис. 18. Зависимость  $\sigma$  и  $\eta$  от энергии электронов для некоторых эффективных эмиттеров.

1—3 —  $\sigma = f(V_p)$  соответственно для неактивированного сплава CuAlMg<sup>110</sup>, активированного сплава CuAlMg<sup>110</sup>, активированного сплава CuBe<sup>111</sup>; 4—6 — аналогично для  $\eta = f(V_p)$ .

соединений максимальные значения доходят до 20 (CsBr, CsJ) при  $V_p = 2,0$ —2,5 кэв, а для окислов бериллия и магния — до 12—18. Эти значения достигаются лишь при толщине эмиттирующего слоя не менее 500—700 Å (зона выхода истинно вторичных электронов) и при вполне определенных условиях изготовления (см., например, рис. 8). Для этих групп эмиттеров  $\sigma$  больше единицы при изменении энергии регистрируемых электронов от 50—150 эв до нескольких десятков кэв (рис. 18)<sup>110, 111</sup>, что и определяет область их эффективного использования в качестве катодов ВЭУ. Область эффективности может быть расширена в сторону больших  $V_p$  при использовании катодов, работающих на пристрел<sup>112</sup>.

Распределение вторичных электронов, эмитированных катодом, по энергиям<sup>109</sup> характеризуется наличием истинных вторичных электронов с энергиями до 50 эв и максимумом при десятых долях или единицах эв и упруго и неупруго отраженных электронов с энергиями от 50 эв вплоть до равной энергии первичных электронов. Вид распределения слабо изменяется лишь при  $V_p \ll V_{p\ max}$ . Распределение медленных электронов первой группы по направлениям вылета при эмиссии из поликристаллических эмиттеров подчиняется закону косинуса. Если поверхность катода не шероховатая, то число их растет при увеличении угла падения тем больше, чем меньше  $Z_{eff}$  и чем больше  $V_p$  (до 1—2 кэв). Доля  $\eta$  электронов второй группы, определяющая (п. 3 гл. IV) возможные просчеты быстрых электронов с катода, увеличивается с ростом  $Z_{eff}$  от 7% для Be до 45% для Au. При нормальном падении электронов на катод распределение

отраженных электронов по направлениям вылета косинусоидальное. Однако при наклонном падении в распределении появляются максимумы <sup>113</sup>.

Из сказанного можно заключить, что в качестве катода при регистрации электронов выгоднее использовать легкие вещества при наклонном падении на него излучения. Так, окись бериллия имеет  $\eta \approx 12\%$  и большое значение  $\sigma$ . Однако если эмиттирующие слои BeO изготавливаются окислением сплава на основе тяжелого металла, то отмеченное выше значение  $\eta$  сохраняется лишь до  $V_p \approx 2$  кэв, после чего оно определяется уже подложкой-сплавом (см. рис. 18). Поэтому при работе ВЭУ в режиме измерения тока результаты должны быть скорректированы не только на  $\sigma$ , но и на изменение  $\eta$  при изменении энергии электронов.

При работе в режиме счета импульсов необходимость в корректировках по  $\sigma$  и  $\eta$  отпадает (п. 2 гл. II). Кроме того, можно ожидать для катодов эффективности счета  $\chi_n \approx 100\%$  (см. п. 3 гл. IV) везде, где  $\sigma \gg 1$ . Если  $\sigma$  динодов также больше трех, то при хорошей входной системе ( $a_1 = 1$ ) и достаточном диапазоне счетной схемы ( $a_0 \approx 1$ )  $a_3 \approx 1$  и  $\beta_n \approx \chi_n$ , поскольку при большом значении  $\sigma$  вероятность выхода быстрых неупруго отраженных электронов без сопровождения медленных, по-видимому, невелика и эффективный акт будет сосчитан за счет регистрации последних. Доля же упруго отраженных электронов, выходящих в вакуум без сопровождения, невелика. Для металлов и, вероятно, для окислов при  $V_p$  в несколько сотен и тысяч эв она не превышает 2–3% <sup>125</sup>. Действительно, для эмиттеров из CuBe  $\beta_n = 100\%$  при  $V_p = 500$  эв <sup>8</sup>. Однако  $\beta_n = 40\%$  при 6 кэв, 33% при 30 кэв и несколько процентов при  $V_p = 1 - 2$  Мэв, что ниже рассчитанных из кривых рис. 8 и 18 значений, по-видимому, за счет использования не оптимальных катодов ( $\sigma_{max} \approx 4$ ). По-видимому, при еще меньших значениях  $\sigma$  эффективность равна лишь 63% при  $V_p = 320$  эв <sup>114</sup>. Однако даже в этом случае изменение эффективности не превышает нескольких процентов при хранении ВЭУ на воздухе в течение пяти месяцев.

При регистрации ионных и атомарных пучков с помощью ВЭУ, работающего в режиме измерения выходного тока,  $\chi = \sigma_m$ , где  $\sigma_m$  — коэффициент вырывания вторичных электронов корпусулями. Эта величина <sup>115</sup> для обезгаженных металлов (Mo, Ni) соответствует 0,2 при  $V_p = 200 - 600$  эв и затем линейно возрастает при увеличении  $V_p$ . Для обезгаженных металлов линейный рост начинается с 200 эв, а  $\sigma_m$  несколько выше, при  $V_p = 6$  кэв  $\sigma_m$  уже достигают значения 2,4 для ионов  $K^+$  на Mo, 2 — для  $Ne^+$  на Pt, 2 — для  $Li^+$  на Pt <sup>116</sup>. Окисление металлов и сплавов приводит к возрастанию  $\sigma_m$ . Так, при  $V_p = 5$  кэв и регистрации ионов  $He^+$   $\sigma_m$  сплавов AgMg, CuBe и никрома, прогретых 100 часов при 220° С при  $10^{-6} - 10^{-5}$  мм рт. ст., составляет уже соответственно 4,5, 4,1 и 3,5 <sup>117</sup>. Для хорошо окисленного сплава AgMg зависимость  $\sigma_m$  от энергии для нескольких ионов при  $V_p$  до 10 кэв представлена на рис. 19. Дальнейшее возрастание  $V_p$  вплоть до нескольких сотен кэв (катод из окисленного CuBe <sup>98</sup>) приводит для ионов  $H^+$  к появлению пологого максимума  $\sigma_m$ .

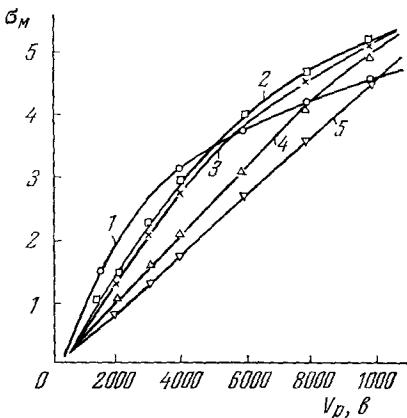


Рис. 19. Зависимость  $\sigma_m$  от энергии для некоторых ионов <sup>9</sup>.  
Катод — окисленный сплав AgMg. 1 —  $Li^+$ ; 2 —  $Na^+$ ; 3 —  $K^+$ ; 4 —  $Rb^+$ ; 5 —  $Cs^+$ .

при 100 кэв, в два раза превышающего значение при 5 кэв. Для более тяжелого  $N^+$   $\sigma_m$  возрастает вплоть до  $V_p = 160$  кэв и в семь раз превышает величину при 5 кэв. При малых  $V_p$  (до 6—25 кэв)  $\sigma_m$  для легких ионов выше, чем для тяжелых, а при больших — наоборот<sup>9, 98</sup>. Поэтому при малых  $V_p$  (2 кэв)  $\sigma_m$  падает при увеличении массы ионов, при энергиях 4—10 кэв имеется максимум в этой зависимости и область постоянства  $\sigma_m$ <sup>9</sup>.

Положительные ионы и одноименные атомы для  $V_p \leq 5$  кэв имеют близкие  $\sigma_m$ <sup>9, 118</sup>. Выход вторичных электронов под действием отрицательных ионов больше<sup>9</sup>, однако при обезгаживании катода различия уменьшаются<sup>119</sup>. Увеличение заряда ионов приводит к увеличению  $\sigma_m$ <sup>9</sup>. Молекулярные ионы, особенно сложные, эмиттируют больше электронов, чем атомарные<sup>9, 98, 118, 120</sup>. Так, при переходе от  $H^+$  к  $H_2^+$  (при 100 кэв) выход увеличивается в полтора раза, а при переходе от  $^{+4}Hf^{178}$  к  $C^{14+}H^{10}$  с той же массой — в два раза (при 9 кэв)<sup>9, 120</sup>.

Большинство авторов<sup>9, 118, 121</sup> указывает на изменение  $\sigma_m$  при переходе от одного изотопа к другому. Поэтому изотопное отношение, измеренное по выходному току ВЭУ, должно, по-видимому, корректироваться<sup>121</sup>. Значение  $\sigma_m$  при малых  $V_p$  (несколько сотен эв) практически не меняется при изменении угла падения  $\varphi$ <sup>9</sup>, однако возрастает как  $a - b \cos \varphi$  при энергиях ионов, обычно используемых в масс-спектрометрии (1—5 кэв)<sup>9, 116</sup> и как  $A/\cos \varphi$  при  $V_p$  порядка 120 кэв и выше<sup>97</sup>.

Распределение эмитированных корпускулами из полиметаллического металла электронов по направлениям вылета подчиняется закону косинуса при изменении  $V_p$  в широких пределах<sup>122, 123</sup>. Для необезгаженных катодов эмитированные электроны имеют энергию до 30 эв и распределение их по энергиям практически не зависит от энергии и сорта ионов, в то время как для обезгаженных эмиттеров наблюдается некоторый рост числа электронов с энергией 5—30 эв при увеличении  $V_p$  от 200 эв до 1,2 кэв<sup>115</sup>.

Стабильность различных катодов характеризуют следующие цифры. Для необезгаженного Ni при бомбардировке его протонами при 120—212 кэв наблюдается изменение  $\sigma_m$  на 20% за 10 мин<sup>97</sup>. У обезгаженного Mo  $\sigma_m$  изменяется на 10% через 3,5 часа после пребывания в вакууме<sup>116</sup>. Значение  $\sigma_m$  обезгаженного никрома сохраняется неизменным в течение недели пребывания в вакууме, однако значительно изменяется после воздействия воздуха<sup>117</sup>. Хорошую стабильность при измерениях и при кратковременных воздействиях воздуха имеют катоды из CuBe<sup>98</sup>.

При работе ВЭУ с таким катодом в режиме счета импульсов стабильность еще повышается. В этом случае при больших  $\sigma_m$  и динамическом диапазоне, перекрывающем кривую распределения импульсов<sup>98</sup>, коррекции изотопного отношения не требуется, а  $\beta_i = 100\%$  при изменении  $V_p$  в широких пределах. Так, при регистрации ионов  $N^+$   $\beta_i$  составляет 92% уже при 4 кэв и остается равной 100% при  $V_p$  вплоть до 220 кэв<sup>98</sup>. Для ионов  $Li^+$  эффективность близка к 100% при  $V_p \geq 2$  кэв<sup>124</sup>. С такой же эффективностью регистрируются и  $\alpha$ -частицы с достаточными энергиями<sup>53</sup>.

Таким образом, как при регистрации электронов, так и при регистрации ионов, атомов и молекул  $\beta_i$  может быть порядка 100% при изменении энергии частиц в достаточно широких пределах.

При известных  $\beta_i$  или  $\alpha_i$  могут быть проведены абсолютные измерения интенсивности с точностью, определяемой точностью определения этих величин.

## 2. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При регистрации электромагнитного излучения с помощью ВЭУ, работающего в режиме регистрации тока,  $\kappa = \gamma$  электронов/квант. Вследствие больших трудностей измерения эффективности катодов для участка спектра 1,5–2000 Å проведены лишь в последнее время. Однако из уже выполненных работ по исследованию фотоэффекта в мягкой рентгеновской<sup>1</sup>, далекой ультрафиолетовой и ближней ультрафиолетовой областях спектра<sup>19, 20, 46, 126–128, 134</sup> можно представить себе процесс эмиссии и оценить эффективность ряда катодов ВЭУ. Так, исследования рентгеновского фотоэффекта<sup>129–132</sup> показали, что возбужденные излучением с длиной волны 1,54–300 Å рентгеновские фотоэлектроны и электроны Оже обладают достаточной энергией и способны возбуждать значительное количество одновременно выходящих в вакуум медленных вторичных электронов. Формирующаяся при этом «пачка» электронов имеет среднее число  $\bar{\nu}$  электронов, включая рентгеновский, не потерявший свою энергию до конца. При возбуждении катода характеристическим рентгеновским излучением  $\text{Cu}K_{\alpha}$  (1,54 Å) величина  $\bar{\nu}$  (при угле падения  $\sim 70^\circ$ ) для металлов порядка 2, а для диэлектриков — порядка 12 и даже 23–28 (CsJ, CsCl)<sup>130</sup>. При возбуждении катодов излучением с  $\lambda = 13–113$  Å<sup>131</sup> для диэлектриков  $\bar{\nu}$  доходит до 3–7 и для металлов — до 2–3. В области спектра 500–5500 Å, по-видимому,  $\bar{\nu} = 1$ , поскольку в этом случае измерения выхода фотоэффекта по полному току<sup>46, 127, 128</sup> и по числу эффективных актов<sup>19, 20, 126</sup> хорошо согласуются. При  $\lambda = 1,54–10$  Å значения  $\kappa = \gamma$  составляют 0,01–0,12 для легких металлов, 0,07–0,3 для тяжелых металлов<sup>1</sup>. Для эффективных диэлектриков значения  $\kappa$  составляют уже 1,35–7,8 для CsJ и 0,06–0,6 для  $\text{SrF}_2$ <sup>1</sup>. При повышении  $\lambda$  имеется тенденция к увеличению  $\kappa$ , однако при переходе через скачки поглощения в веществе катода  $\kappa$  уменьшается, а затем вновь возрастает. При  $\lambda = 430–630$  Å  $\kappa = 0,3–0,6$  электронов/квант ( $\text{SrF}_2$ , CsJ)<sup>46</sup>. Дальнейшее увеличение  $\lambda$  сопровождается уже уменьшением  $\kappa$  до  $10^{-1}–10^{-2}$  электронов/квант при  $\lambda = 1200$  Å и до  $10^{-14}$  электронов/квант при  $\lambda > 4000$  Å (рис. 20).

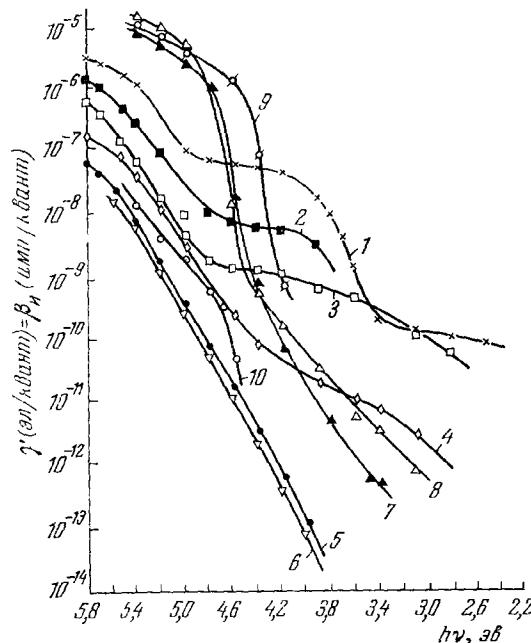


Рис. 20. Спектральные характеристики некоторых катодов в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра.

1, 2 —  $\text{SrF}_2$ , после и до облучения при  $h\nu > 8$  эВ; 3 — CsJ; 4 — BeO на CuBe, окисленной по стандартной технологии; 5 — слой 4 после дополнительного окисления при  $650^\circ$  С; 6 — слой MgO на сплаве CuMg, покрытым Pt и окисленном при  $650^\circ$  С; 7 — фольга Pt, прокаленная на воздухе до белого каления; 8 — фольга Au; 9 — слой Al; 10 — слой на свинцово-силикатном стекле, восстановленном в водороде.

В области спектра 500–5500 Å, по-видимому,  $\bar{\nu} = 1$ , поскольку в этом случае измерения выхода фотоэффекта по полному току<sup>46, 127, 128</sup> и по числу эффективных актов<sup>19, 20, 126</sup> хорошо согласуются. При  $\lambda = 1,54–10$  Å значения  $\kappa = \gamma$  составляют 0,01–0,12 для легких металлов, 0,07–0,3 для тяжелых металлов<sup>1</sup>. Для эффективных диэлектриков значения  $\kappa$  составляют уже 1,35–7,8 для CsJ и 0,06–0,6 для  $\text{SrF}_2$ <sup>1</sup>. При повышении  $\lambda$  имеется тенденция к увеличению  $\kappa$ , однако при переходе через скачки поглощения в веществе катода  $\kappa$  уменьшается, а затем вновь возрастает. При  $\lambda = 430–630$  Å  $\kappa = 0,3–0,6$  электронов/квант ( $\text{SrF}_2$ , CsJ)<sup>46</sup>. Дальнейшее увеличение  $\lambda$  сопровождается уже уменьшением  $\kappa$  до  $10^{-1}–10^{-2}$  электронов/квант при  $\lambda = 1200$  Å и до  $10^{-14}$  электронов/квант при  $\lambda > 4000$  Å (рис. 20).

Как видно из приведенных данных, величина  $\kappa$  даже для ограниченного интервала длин волн испытывает весьма значительные изменения, что затрудняет применение ВЭУ, работающего в режиме регистрации тока. Поэтому обычно работают в режиме счета импульсов. В ультрафиолетовой области спектра  $\kappa_i = \gamma (\bar{v} = 1)$ . В рентгеновской области спектра вследствие большой проникающей способности излучения не все поглощенные катодом кванты дают «пачку». Поэтому в этой области спектра, в отличие от наблюдаемого при регистрации корпускул, несмотря на большие  $\bar{v}$ ,  $\kappa_i$  может быть  $< 1$  ( $\kappa \neq \bar{v}$ ). Как уже отмечалось (п. 3 гл. IV), при регистрации ультрафиолетового излучения просчеты умножающей системы невелики ( $aa_0 \approx 1$ ) и  $\beta_i \approx \kappa_i$ . В рентгеновской области спектра изменение величины  $\bar{v}$  может приводить к изменению кривых распределения импульсов от ВЭУ по амплитудам (рис. 21), а следовательно, и величины  $a_{02}$ . Кроме того, при малых значениях  $\bar{v}$  велика доля «пачек», в которых быстрый фотоэлектрон выходит в вакуум без сопровождения медленного вторичного, что приводит к уменьшению  $a_1$  и  $a_3$ . Для катодов из диэлектриков ( $\bar{v}$  велика) доля этих «пачек» пренебрежимо мала. Поэтому  $\beta_i$  равно  $\kappa_i$  с точностью, определяемой  $a_{02}$ , которая при динамическом диапазоне счетной схемы порядка 500 и при пороге 1 мв может, по-видимому, в соответствии с рис. 21, меняться по спектру от 0,85 до 0,9.

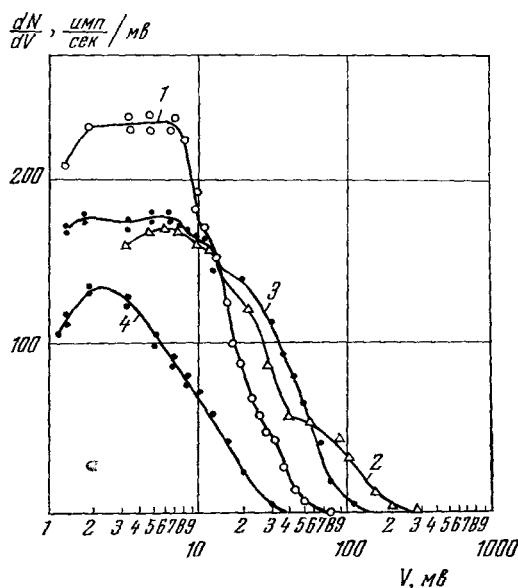


Рис. 21. Кривые распределения импульсов от ВЭУ по амплитудам при облучении NaCl характеристическими линиями.

Режим работы ВЭУ одинаков для всех измерений. 1 —  $CuL_\alpha = 13,3 \text{ \AA}$ ,  $\bar{v}=3,7$ ; 2 —  $OK_\alpha = 23,61 \text{ \AA}$ ,  $\bar{v} = 6,4$ ; 3 —  $CSK_\alpha = 44,78 \text{ \AA}$ ,  $\bar{v} = 5,6$ ; 4 — при облучении Al видимым светом,  $\bar{v} = 1$ .

50%  $^{130}$  ( $a_1a_3 = 0,6-0,4$ ). Однако при увеличении длины волн просчеты быстро снижаются вследствие быстрого уменьшения энергии фотоэлектронов.

Значения  $\beta_i$  были непосредственно определены <sup>1</sup> для ВЭУ из CuBe <sup>3</sup>, имеющих плоский катод со слоями исследуемого вещества, расположенный под углом скольжения  $\theta = 20^\circ$  к направлению излучения. Оказалось, что наибольший эффективностью обладают тяжелые металлы и щелочно-галоидные соединения (Au, CsJ, CsCl, SrF<sub>2</sub>). Так, для золота при  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$   $\beta_i = 1,4\%$ , для CsJ  $\beta_i = 7,1\%$ , для SrF<sub>2</sub>  $\beta_i = 0,8\%$ . С увеличением длины волн от 1,54  $\text{\AA}$  эффективность растет, претерпевая уменьшение на скачках поглощения (рис. 22), и достигает для CsJ 48% при  $\lambda = 11-13 \text{ \AA}$ , 90% для  $\lambda = 120 \text{ \AA}$  и 60% для  $\lambda = 630 \text{ \AA}$ ; для SrF<sub>2</sub> — 31% при  $\lambda = 44 \text{ \AA}$  и 39% при  $\lambda = 430 \text{ \AA}$ ; лишь несколько ниже (в основном в коротковолновой области) значения  $\beta_i$  для BeO и MgO. Точность измерений  $\sim 10\%$ . При изменении конфигурации фотокатода в данные

работ<sup>1</sup> должна быть внесена поправка на изменение  $a_1 a_3$ , которая для катодов из диэлектриков пренебрежимо мала. При изменении же угла  $\theta$  данные работы<sup>1</sup> должны быть пересчитаны в соответствии с выражением  $\chi_n \sim 1/\sin \theta$ <sup>1, 130</sup> (для углов  $\theta$  больше углов полного внешнего отражения излучения). При хранении на воздухе в течение месяца даже такие катоды, как CsJ и, тем более, BeO, SrF<sub>2</sub>, Au, практически не меняют

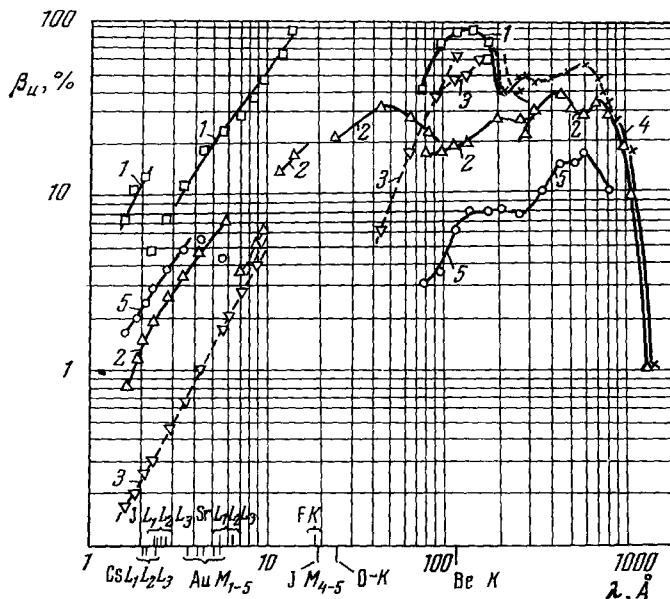


Рис. 22. Спектральная зависимость  $\beta_u$  для некоторых катодов.

1 — CsJ; 2 — SrF<sub>2</sub>; 3 — LiF; 4 — BeO; 5 — Au. Область 1—10 Å — по<sup>1</sup>; область 10—110 Å — по<sup>134</sup>; область 75—300 Å — по<sup>1</sup>; область 200—900 Å — по<sup>46</sup>; область > 1000 Å — по<sup>20</sup>. Спектральные участки не «спиты». На оси  $\lambda$  отмечены края поглощения.

свои свойства в рентгеновской<sup>1</sup> и далекой ультрафиолетовой областях спектра. Изменения наблюдаются лишь на «хвостах» спектральных характеристик ( $\lambda > 1200$  Å; см. рис. 20).

Из приведенных данных можно заключить, что чувствительность ВЭУ в области спектра 1,5—1200 Å достаточно велика, а устойчивость катодов и знание  $\beta_u$  позволяют производить с ВЭУ абсолютные измерения потоков излучения с точностью, практически определяемой точностью измерения  $\beta_u$ .

Как отмечалось, наиболее эффективны во всей области тяжелые катоды. Однако использование их ухудшает возможности ВЭУ как «солнечно-слепого» приемника<sup>20</sup> вследствие наличия у этих катодов заметных «хвостов» спектральных характеристик вплоть до видимой области спектра (см. рис. 20). Поэтому для создания «солнечно-слепых» приемников больше подходят слои из окиси бериллия, спектральные характеристики которых меньше, чем у остальных катодов, меняются при длительном воздействии воздуха и при облучении регистрируемым излучением и которые могут обладать весьма резким спадом спектральной характеристики (кривая 5 на рис. 20). Однако для  $\lambda = 1,54$  Å эти слои имеют низкую эффективность, хотя при увеличении длины волны эффективность повышается до 53% ( $\lambda = 580$  Å). Свойства тяжелых эффективных катодов и легких «солнечно-

«слепых» катодов можно совместить в одном, покрыв тяжелое соединение тонким слоем окиси берилля <sup>133</sup>. Нанесение такого слоя увеличивает  $\beta_u$  в коротковолновой области спектра за счет увеличения эффективности образования вторичных электронов и уменьшения числа быстрых рентгеновских электронов, выходящих в вакуум без сопровождения <sup>133</sup>.

## VI. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЭУ

Одной из основных областей использования умножителей открытого типа является масс-спектрометрия. Здесь преимущества ВЭУ проявляются при регистрации ионных токов  $10^{-19}$ — $10^{-12}$  а и заключаются в возможности повышения чувствительности анализа на 2—3 порядка <sup>10, 11, 136</sup>, а при работе в режиме счета импульсов — в возможности избежать коррекции результатов измерений на изменение природы массы и энергии регистрируемых частиц. Стандартная блок-схема масс-спектрометра с использованием умножителя <sup>11, 10</sup> включает канал измерения счета импульсов и канал измерения ионного тока с электрометром, который используется при токах  $10^{-12}$ — $10^{-11}$  а и при необходимости может быть подключен к выходу ВЭУ. Скорость счета может быть записана с помощью интегратора и самописца или по точкам с помощью пересчетной схемы. Для контроля просчетов в умножающей системе желательно (п. 3 гл. IV) иметь возможность плавно регулировать  $U_{\text{дел}}$ ,  $U_{\text{ФК}}$  и смещать умножитель относительно пучка регистрируемого излучения. В масс-спектрометрах при использовании ВЭУ <sup>8</sup> достигнута точность 1% при измерении изотопных отношений скандия и других редкоземельных металлов <sup>135</sup>. Измеренная величина изотопного отношения  $10^{-5}$ . При наличии промежуточных изотопов эта цифра возрастает. Имеются сообщения об измерении с помощью ВЭУ <sup>31</sup> изотопного отношения микроколичеств благородного газа до  $10^{-9}$ — $10^{-8}$  см<sup>2</sup> <sup>137</sup>. Малое нарастание фронта импульсов в умножителях ( $3 \cdot 10^{-9}$  сек для тороидальных систем,  $3 \cdot 10^{-9}$  для жалюзных <sup>138</sup> и  $1 \cdot 10^{-10}$  для магнитных <sup>26</sup>) позволяет с успехом применять ВЭУ в безмагнитных скоростных <sup>139, 140</sup> масс-спектрометрах, в которых полная картина спектра масс наблюдается на экране осциллографической трубы. В этих приборах желательно использовать ВЭУ с плоским катодом или катодом-жалюзи при нормальном падении на них излучения, так как при этом уменьшается дисперсия времен пролета частиц до встречи их с катодом. Умножитель регистрирует в импульсе весьма большие токи при не очень высоком коэффициенте усиления ( $10^5$ ). Поэтому (п. 2 гл. III) в этих приборах могут использоваться ВЭУ с большим числом каскадов из слабо активированных сплавов (жалюзные <sup>29</sup>, коробчатые <sup>27</sup>, магнитные <sup>25</sup> или с непрерывными эмиттерами). Для анализа состава остаточных газов в сверхвысоковакуумных системах используют более простые масс-спектрометры <sup>141</sup> с ВЭУ <sup>8</sup>. Имеются сообщения <sup>85</sup> об использовании ВЭУ в «холодном» источнике ионов. Источник состоит из фотокатода (Ta), облучаемого светом водородной лампы, и магнитного ВЭУ с непрерывными эмиттерами, который усиливает фототок и направляет поток электронов в камеру ионизации. В результате спектр получается более чистым ввиду отсутствия нити накала, которая при нагревании дает моноокись углерода. Комбинация ВЭУ и ФЭУ со сцинтиллятором позволяет создать приемник практически без собственного фона <sup>157</sup>. Возможность ВЭУ с большой эффективностью регистрировать частицы с относительно небольшими энергиями используется и в ядерной физике. В частности, ВЭУ с динодами из бериллиевой бронзы использовались для регистрации ядер отдачи, при исследовании  $\beta$ -распада свободных нейтронов <sup>142</sup> и различных радиоактивных изотопов <sup>143</sup>, для регистрации продуктов ядерных реакций,

возникающих при бомбардировке мишней протонами<sup>144</sup>, а также при исследовании углового спектра ядер отдачи, возникающих при бомбардировке образцов дейтроцами с энергией 4 Мэв<sup>145</sup>. Разработан вторично-эмиссионный СВЧ детектор тяжелых заряженных частиц с энергиями в несколько Мэв<sup>145</sup> с временным разрешением  $2 \cdot 10^{-11}$  сек, использующий ВЭУ с медно-бериллиевыми динодами<sup>31</sup>.

Как уже отмечалось в гл. I и IV, значительные преимущества имеют ВЭУ при использовании их при спектроскопии мягкого рентгеновского излучения с длиной волны 10—300 Å в вакуумных спектрографах с дифракционными решетками<sup>2-4</sup>. Указанная область затруднена для эксперимента из-за малых интенсивностей источников излучения и малой устойчивости большинства объектов исследования. Применение ВЭУ позволяет существенно снизить нагрузку на анод рентгеновской трубы и предотвратить разложение исследуемого вещества и вместе с тем снизить экспозиции как при эмиссионном, так и абсорбционном анализе. Так, в работе<sup>146</sup> при использовании ВЭУ<sup>31</sup>, работающего в режиме счета импульсов, неустойчивый спектр излучения серы в CdS был получен во всех деталях при токах рентгеновской трубы в пять раз и при экспозиции времени регистрации спектра по точкам в 50 раз меньше, чем при использовании фотопластиинки. Используются ВЭУ и при спектроскопии слабого ультрафиолетового излучения в вакуумной области 200—1500 Å<sup>6, 20, 126</sup>. При использовании соответствующих катодов (гл. V) благодаря крайне малому фону ВЭУ обеспечивает большее отношение сигнал/фон, чем другие приемники, даже при  $\lambda > 1200$  Å, где его спектральная чувствительность существенно уменьшается.

Простота, возможность охватить одним приемником область спектра от 1 до 1500 Å, малая зависимость выходного сигнала от температуры, возможность проведения абсолютных измерений и возможность работать на фоне мощного излучения Солнца в видимой части спектра (гл. V) делают ВЭУ очень удобным приемником при исследовании с искусственных спутников Земли и ракет спектра излучения Солнца и других объектов с малой интенсивностью в рентгеновской области спектра<sup>22, 23, 147</sup>. Выделение участка спектра при таких исследованиях может осуществляться как разложением излучения в спектр с помощью дифракционной решетки<sup>22</sup>, так и с помощью фильтров<sup>147</sup>, смещаемых перед входом умножителя. В частности, резкий спад спектральной чувствительности катодов ВЭУ<sup>31</sup> в комбинации с фильтрами из LiF и CaF<sub>2</sub> позволяет построить узкополосные приемники<sup>20</sup> (рис. 23) и измерить с их помощью интенсивность важной  $L_{\alpha}$ -линии водорода при отношении сигнал/фон равном 7. Для этих же целей использовались и магнитные ВЭУ с непрерывными эмиттерами<sup>31</sup>. ВЭУ использовались также и при определении потоков электронов и их энергетических спектров на высотах 180—500 км<sup>24, 148</sup>.

Возможность при определенных условиях производить с помощью ВЭУ абсолютные измерения весьма малого числа эмитированных с катода

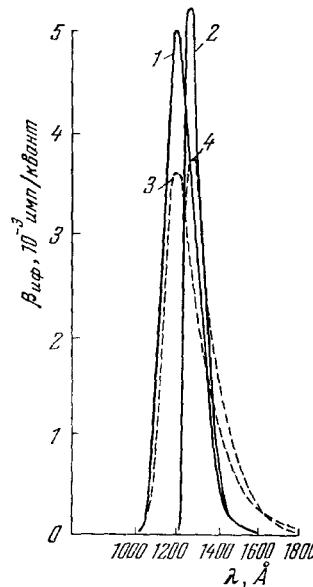


Рис. 23. Спектральная эффективность  $\beta_{i,\phi}$  некоторых приемников фильтрового типа<sup>20</sup>.

1, 2 — фотокатод из MgO с фильтрами из LiF и CaF<sub>2</sub> соответственно; 3, 4 — фотокатод из BeO и те же фильтры.

электронов (п. 3 гл. IV) позволяет получить качественно новые результаты в различных физических исследованиях. Прежде всего это относится к исследованиям всевозможных видов эмиссий. Так, применение ВЭУ при исследовании фотоэлектронной эмиссии позволило измерить значения квантового выхода фотоэффекта в ближней ультрафиолетовой и видимой областях спектра до  $10^{-14}$  электронов/квант<sup>19</sup> при обычных значениях  $10^{-7}$ — $10^{-10}$  электронов/квант. Это позволяет исследовать фотоэффект с при-месных центров при весьма незначительных концентрациях последних. Использование же ВЭУ<sup>34</sup> для регистрации модулированного сигнала, про-порционального производной от вольт-амперной характеристики, при автоматической записи кривых распределения фотоэлектронов по энергиям позволило снизить с  $10^{-11}$  до  $10^{-13}$  а необходимую величину фототока насыщения<sup>149</sup>. Применение умножителей открытого типа<sup>31</sup> позволило также значительно расширить наши знания о механизме фотоэффекта в рентгеновской области спектра<sup>1, 56, 129-131</sup> и изучить пространственное и энергетическое распределение фотоэлектронов<sup>150</sup>. При исследовании же эзээлектронной эмиссии наличие умножителей позволило проводить эксперименты в вакууме и легко получить температурные кривые эмиссии<sup>14, 63</sup>.

С успехом могут применяться ВЭУ и в экспериментах по изучению прохождения ионов<sup>151, 152</sup> и электронов через вещество. Используются ВЭУ также в растровых электронных микроскопах для регистрации рас-сейных и вторичных электронов и получения телевизионной картины исследуемой поверхности<sup>153, 154</sup>, а также в электронографах с объективной регистрацией. В последнем случае рассеянные от исследуемого образца электроны сканируются относительно трех входных диафрагм умножителя, образующих фильтр для некогерентно рассеянных электронов, и самописец вычерчивает кривую распределения интенсивностей в рефлексах электро-нографической картины за вычетом фона<sup>156</sup>.

Кроме того, имеются сообщения об использовании блоков из каналь-ных умножителей для трансформации рентгеновского излучения с энер-гией квантов от 50 кэв до 1 Мэв в видимое при рентгеновской дефектоско-пии<sup>52</sup> и ВЭУ с катодами из набора тонких металлических фольг для ре-гистрации очень жесткого электромагнитного излучения<sup>28</sup>.

Список примеров использования ВЭУ можно было бы продолжить, однако уже приведенный перечень и данные предыдущих глав свидетель-ствуют о весьма широких возможностях этого прибора.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Е. П. Савинов, А. П. Лукирский, Оптика и спектроскопия **23** (2), 303 (1967); А. П. Лукирский, Е. П. Савинов, И. А. Брытов, Ю. Ф. Шепелев, Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 266 (1964); Л. Г. Елисеин-ко, В. Н. Шемелев, М. А. Румш, ЖТФ 38 (1), 175 (1968).
2. J. L. Rogers, F. S. Chalklin, Proc. Phys. Soc. **67**, 348 (1953).
3. А. И. Ефремов, А. М. Тютиков, Изв. АН СССР, сер. физ. **20** (7), 794 (1956).
4. E. R. Piore, G. G. Horvey, E. M. Gorgy, R. H. Kingston, Rev. Sci. Inst. **23** (1), 8 (1952).
5. Н. Г. Находкин, П. В. Мельник, ФТТ, **5** (9), 2441 (1963).
6. А. Н. Зайдель, Е. Я. Шрейдер, Спектроскопия вакуумного ультра-фиолета, «Наука», М., 1967.
7. L. Dinkelmaier, Quant. Spectr. Rad. Trans. **2**, 533 (1962).
8. J. S. Allen, Rev. Sci. Instr. **18** (10) 739 (1957).
9. G. M. Ingaham, R. I. Hayde, D. C. Hess, Mass Spectroscopy in Phys. Research. (1953), стр. 257, N.B.S. USA Circul. Nr. 522.
10. Р. Н. Галль, Н. Г. Подкопаева, Р. Е. Прилуцкий, А. М. Тюти-ков, А. М. Шершевский, Новые машины и приборы для испытания металлов, М., Госметаллургиздат, 1963, стр. 152.

11. М. Г. А н д р е е в а, ПТЭ, № 2, 53 (1958).
12. А. И. А к и ш и н, УФН, 16 (2), 334 (1958).
13. И. В. С и п р и к о в, Ю. Н. Л ю б и т о в, ПТЭ, № 5, 173 (1966).
14. А. V o g e l, Z. Phys. 158 (1), 77 (1960).
15. Г. О. Б а г д и к ъ я н ц, А. Г. А л е к с е е в, Изв. АН СССР, сер. физ. 23 (6), 773 (1959).
16. А. П. Л у к и р с к и й, М. А. Р у м и ш, ПТЭ, № 5, 176 (1961).
17. А. П. Л у к и р с к и й, О. Е. Е р ш о в, И. А. Б р ы т о в, Изв. АН СССР, сер. физ. 27 (6), 100 (1963); А. П. Л у к и р с к и й, Т. М. З и м к и н а, Изв. АН СССР, сер. физ. 27 (6), 104 (1963).
18. G. B r o g g e n, C.-G. R u l a n d e r, Ark. Fys. 4, 495 (1952).
19. А. М. Т ю т и к о в, Ю. А. Ш у б а, Оптика и спектроскопия 9 (5), 631 (1960).
20. Ю. А. Ш у б а, А. М. Т ю т и к о в, О. М. С о р о к и н, Искусственные спутники Земли, вып. 10, 55 (1961).
21. L. H e g o u x, H. E. H i n t e r e g g e r, Rev. Sci. Instr. 31 (3), 280 (1960).
22. С. Л. М а н д е л ъ ш т а м, А. И. Е ф р е м о в, УФН 63 (1), 163 (1957).
23. А. И. Е ф р е м о в, А. Л. П о д м о ш е н с к и й, О. Н. Е ф и м о в, А. А. Л е б е д е в, Искусственные спутники Земли, вып. 10, 3 (1961).
24. Л. А. А н т о н о в а, Г. С. И в а н о в - Х о л о д н и й, Н. Д. М а с а н о в а, В. С. М е д в е д е в а, Косм. исследования 3 (1), 82 (1965).
25. L. S m i t t, Rev. Sci. Instr. 22 (3), 466 (1951).
26. А. И. А к и ш и н, ПТЭ, № 3, 72 (1957).
27. Ю. В. Т р е б у х о в с к и й, В. А. Е р г а к о в, В. Е. Н е с т е р о в, ПТЭ, № 1, 75 (1956); В. А. Е р г а к о в, Г. Э. Л е в и н, А. Е. М е л а м и д, Ю. В. Т р е б у х о в с к и й, Н. С. Х л е б и н к о в, ПТЭ, № 3, 157 (1961).
28. Т. М. Л и ф и п и ц, Радиотехника и электроника 1 (9), 1271 (1956).
29. М. Р. А й н б у н д, Г. С. В и л ь д г р у б е, Н. В. Д у н а е в с к а я, ПТЭ, № 3, 229 (1965); М. Р. А й н б у н д, Н. В. Д у н а е в с к а я, Б. А. М а м а р и н, Б. Н. Ш у с т о в, Электронная техника, сер. 4, вып. 4, 45 (1968).
30. В. А. B i n g h a m, J. Sci. Instr. 43 (1), 74 (1966).
31. А. М. Т ю т и к о в, А. И. Е ф р е м о в, ДАН СССР 118 (2), 286 (1958).
32. G. W. G o o d r i c h, W. C. W i l l e y, Rev. Sci. Instr. 32 (7), 841 (1961).
33. F. A. W h i t e, J. S. S h e f f i e l d, W. D. D a v i s, Nucleonics, No. 8, 846 (1961).
34. W. C. W i l l e y, C. F. H e n d l e, IEEE Trans. Nucl. Sci. N S-9, 103 (1962).
35. G. W. G o o d r i c h, W. C. W i l l e y, Rev. Sci. Instr. 33, 761 (1962).
36. C. A. S p i n d t, K. R. S h o u l d e r s, Rev. Sci. Instr. 36 (6), 775 (1965).
37. П. К. О щ е п к о в, В. Н. С к в о р ц о в, В. А. О з а н о в, И. В. С и п р и к о в, ПТЭ № 4, 89 (1960); И. В. С и п р и к о в, Труды ИМЕТ им. Байкова, вып. 5, 189 (1960).
38. А. М. Я к о б с о н, Г. А. Ч у й к о, Радиотехника и электроника 13 (1), 129 (1968); А. М. Я к о б с о н, Радиотехника и электроника, 11 (10), 1813 (1966).
39. I. A d a m s, B. W. M a n p l e y, Electronic. Eng. 37, 180 (1965).
40. D. S. E v a n s, Rev. Sci. Instr. 36 (3), 375 (1965).
41. W. R. H u n t e r, Adv. in Electronics and Electr. Phys. 22A, 128 (1962).
42. А. М. Т ю т и к о в, ПТЭ, № 1, 118 (1963).
43. А. М. Т ю т и к о в, ПТЭ, № 3, 170 (1968).
44. R. L i n k e, T. D. W i l k e r s o n, Rev. Sci. Instr. 33, 911 (1962).
45. Е. Д. М и щ е н к о, С. А. К у л и к о в, Г. П. С т а р ц е в, Ж. прикл. спектроскопии 4 (3), 267 (1966).
46. С. А. К у л и к о в, Е. Д. М и щ е н к о, В. Г. Н и к и т и н, Г. П. С т а р ц е в, Ж. прикл. спектроскопии 3 (1), 3 (1965).
47. См., например, Н. А. С о б о л е в а, А. Г. Б е р к о в с к и й, Н. О. Ч е ч и к, Р. Е. Е л и с е е в, Фотоэлектронные приборы, М., «Наука», 1965.
48. См., например, Н. С. Х л е б и н к о в, А. Е. М е л а м и д, ПТЭ, № 6, 6 (1957).
49. W. C. W i l l e y, Патент США 2.841.729 (1958).
50. Г. С. В и л ь д г р у б е, В. С. П а р х о м е н к о, ИЭСТ, № 5, 57 (1941).
51. П. К. О щ е п к о в, Светоэлектронная сверхгенерация, М., «Энергия», 1969.
52. I. A d a m s, Adv. in Electronics and Electr. Phys. 22A, 139 (1966).
53. J. S. A l l e n, Proc. IRE 38 (4), 346 (1950).
54. А. М. Т ю т и к о в, Кандидатская диссертация (Ленинград, 1965).
55. В. Б. Л ю и с, Методы электрического счета альфа- и бета-частиц, М.—Л., Гостехиздат, 1949.
56. L. I. S c h i f f, R. D. E v a n s, Rev. Sci. Instr. 7, 456 (1936).
57. F. S. L a m b a r d, F. M a r t i n, Rev. Sci. Instr. 32 (2), 110 (1961).
58. А. М. Т ю т и к о в, ПТЭ № 1, 154 (1962).
59. Н. С. Х л е б и н к о в, А. Е. М е л а м и д, Т. А. К о в а л е в а, Радиотехника и электроника 7 (3), 518 (1962).
60. Ю. А. Ф и л и п п о в, ФТТ 6, 649 (1964).
61. А. М. Т ю т и к о в, Радиотехника и электроника 8 (4), 698 (1963).

62. А. М. Тютиков, ДАН СССР **136** (5), 1063 (1960).
63. А. М. Тютиков, Радиотехника и электроника **12** (6), 1129 (1963).
64. О. Кубашевский, Б. Гопкинс, Окисление металлов и сплавов, М., ИЛ, 1955.
65. П. Д., Данков, П. В. Чураев, ДАН СССР **23**, 1221 (1950).
66. И. Н. van der Merve, Disc. Faraday Soc., No. 5, 201 (1949).
67. П. А. Ребиндер, Юбилейный сборник АН СССР, т. 1, М., Изд-во АН СССР, 1947, стр. 533.
68. А. М. Тютиков, М. Н. Тойсева, Радиотехника и электроника **12** (8), 1448 (1967).
69. Г. А. Чуйко, Е. А. Файберг, И. В. Сиприков, Л. А. Гречаник, Изв. АН СССР, сер. физ. **28** (9), 1516 (1964).
70. А. М. Тютиков, Изв. АН СССР, сер. физ. **30** (12), 1888 (1966).
71. Н. Salow, Ann. d. Phys. **5** (6/8), 417 (1950).
72. В. Н. Лепешинская, В. М. Туморин, ЖТФ **24** (11), 1933 (1964).
73. А. М. Тютиков, Радиотехника и электроника **4** (11), 1884 (1959); Бюллетень изобретений, № 5, 75 (1958).
74. А. М. Тютиков, Изобретения, промышленные образцы и товарные знаки, № 1, 80 (1968).
75. А. М. Тютиков, Радиотехника и электроника **8** (4), 691 (1963).
76. А. М. Тютиков, М. Н. Тойсева, Электронная техника, сер. 4, вып. 2, 77 (1968).
77. N. Moichiro, Proc. Theor. Phys. **19** (3), 339, 341 (1958).
78. Е. И. Толпиго, К. Б. Толпиго, М. К. Шейнман, Изв. АН СССР, сер. физ. **30**, 1901 (1966).
79. M. Hirashima, S. Migaishi, J. Phys. Japan. **12** (7), 770 (1953).
80. А. И. Акишин, М. Г. Андреева, С. С. Васильев и др., Радиотехника и электроника **8** (2), 288 (1963).
81. А. М. Тютиков, Изв. АН СССР, сер. физ. **30** (12), 1895 (1966).
82. А. J. Dekker, Physica **22**, 361 (1956).
83. J.H.O. Warley, J. Nucl. Energ. **1** (2), 130 (1954).
84. W. Schutze, F. Bergnhard, Z. Phys. **145**, 111 (1956).
85. M. K. Testerman, R. W. Raible, B. E. Gilliland, I. R. Williams, G. B. Grims, J. Appl. Phys. **36** (9), 2939 (1965).
86. А. Е. Enoss, Brit. J. Appl. Phys. **4**, 101 (1953).
87. D. E. Bradley, Nature **187**, 227 (1960).
88. K. Ishikawa, R. Cato, Vac. Soc. Japan **11** (4), 120 (1968).
89. S. Ioshida, N. Shibata, I. Igarashi, H. Arata, J. Appl. Phys. **27** (5), 497 (1956).
90. P. Wargo, W. G. Shepherd, Phys. Rev. **106**, 694 (1957).
91. G. E. Moore, J. Appl. Phys. **30**, 1087 (1959).
92. J. Woods, D. A. Wright, Brit. J. Appl. Phys. **4**, 56 (1953).
93. Б. С. Кульварская, Изв. АН СССР, сер. физ. **20**, 1029 (1956).
94. Е. Г. Кормакова, В. Г. Павловская, Изв. АН СССР, сер. физ. **22** (5), 505 (1958).
95. А. Н. Андронов, В. Л. Борисов, В. Н. Лепешинская, Изв. АН СССР, сер. физ. **33** (3), 519 (1969).
96. А. М. Тютиков, М. Н. Тойсева, Радиотехника и электроника, **14** (12) 223 (1969).
97. J. S. Allen, Phys. Rev. **55**, 336 (1939).
98. G. Barnett, G. Evans, P. Stier, Rev. Sci. Instr. **25** (11), 1112 (1954).
99. P. Wargo, B. V. Havy, W. G. Shepherd, J. Appl. Phys. **27** (11), 1311 (1956).
100. А. М. Тютиков, Радиотехника и электроника, **12** (3), 560 (1967).
101. В. Киггелмайер, L. Наупег, Phys. Rev. **52**, 952 (1937).
102. М. Р. Айнбунд, С. Я. Ходак, Электр. техн., сер. 4, вып. 4, 45 (1968).
103. J. Adams, B. W. Manley, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13 (3), 88 (1966).
104. D. G. Smith, J. Sci. Instr. **43** (4), 270 (1966).
105. K. C. Schmidt, G. F. Hendrie, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13, (3), 100 (1966).
106. R. E. Barrington, I. M. Anderson, Proc. Phys. Soc. **72**, (467), 717 (1958).
107. P. Häusler, Zeitschr. Phys. **179**, 276 (1964).
108. W. K. Wilcock, Adv. Electron. Electr. Phys. **22A**, 629 (1966).
109. Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова, Эмиссионная электроника, М., «Наука», М., 1966.
110. В. Н. Лепешинская, В. Л. Борисов, Т. М. Перчанок, Радиотехника и электроника **5** (10), 1636 (1960).
111. В. Н. Лепешинская, Г. Б. Стучинский, Информ. бюллетень ЛПИ им. Калинина, вып. 9, 82 (1960).

112. J. Edgcombe, E. L. Garwin, *J. Appl. Phys.* **37** (8), 3321 (1966).
113. J. L. H. Jonker, *Philips, Res. Rep.* **6**, 372 (1951).
114. J. A. Gowar, *Canad. J. Phys.* **32** (2), 101 (1954).
115. M. L. Oliphant, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A127**, 373 (1930).
116. W. Ploch, *Zs. Physik* **130**, 174 (1950).
117. M. I. Higatserg, H. L. Demarest, A. O. Nie, *J. Appl. Phys.* **25** (7), 883 (1954).
118. H. W. Beegly, *Phys. Rev.* **74**, 848 (1948).
119. H. С. Бучельникова, УФН **65** (3), 351 (1958).
120. H. E. Stentor, W. A. Chirk, M. G. Ingham, *Rev. Sci. Instr.* **27** (2), 109 (1956).
121. W. Bloch, W. Wallcher, *Rev. Sci. Instr.* **22** (12), 1828 (1951).
122. R. C. Abbott, H. W. Beegly, *J. Appl. Phys.* **30** (6), 871 (1959).
123. A. И. Акишин, ЖТФ, **28** (4), 776 (1958).
124. A. H. Morrish, J. S. Allen, *Phys. Rev.* **74** (9), 1260 (1948).
125. Ю. А. Морозов, А. Р. Шульман, ФТТ, **6**, 943 (1964).
126. О. М. Сорокин, *Оптика и спектроскопия* **16** (1), 139 (1964).
127. W. C. Walkes, N. Wainfan, G. L. Weissler, *J. Appl. Phys.* **26** (11), 1366 (1955).
128. I. A. Ramsay, R. B. Cairns, *Rev. Sci. Instr.* **36** (1), 19 (1965).
129. M. A. Румш, В. Н. Щемелев, ФТТ **5** (1), 66 (1963).
130. В. Н. Щемелев, Л. Г. Елисеенко, Е. Д. Денисов, М. А. Румш, ФТТ **6** (9), 2574 (1964).
131. А. М. Тютиков, В. К. Козырев, *Радиотехника и электроника* **14** (12) 2201 (1969).
132. E. Rutherford, *Kungliga Svenska vetens kapsakaemgments, Handlingar mgregye ser.*, **7** (1), 3 (1929).
133. М. А. Румш, А. М. Тютиков, В. Н. Щемелев, *Радиотехника и электроника*, **9** (1), 148 (1964).
134. А. П. Лукирский, М. А. Румш, Л. А. Смирнов, *Оптика и спектроскопия* **9** (4), 511 (1960).
135. W. T. Leland, *Phys. Rev.* **77**, 634 (1950).
136. Г. И. Слободенюк, А. И. Титов, ПТЭ, № 2, 155 (1967).
137. В. Ф. Теплыkh, К. А. Петрак, М. Г. Паньин, ПТЭ, № 4, 164 (1967).
138. Н. В. Дунаевская, Автореферат кандидатской диссертации (ЛЭТИ им. Ульянова (Ленина), Ленинград, 1967).
139. Е. И. Агишев, Н. И. Ионов, ЖТФ **26** (1), 203 (1956).
140. L. Smith, *Rev. Sci. Instr.* **22** (3), 115 (1951).
141. W. D. Davis, T. A. Vandervlice, *Vac. Symp. Trans.* **7**, 417 (1960).
142. I. M. Robson, *Phys. Rev.* **83**, 349 (1951).
143. R. Davis, *Phys. Rev.* **86**, 976 (1952).
144. L. Rossario, *Phys. Rev.* **74**, 304 (1948).
145. А. А. Воробьев, Г. А. Королев, А. К. Лебедев, ПТЭ, № 5, 85 (1966).
146. А. В. Иванов, *Изв. АН СССР* **27** (3), 259 (1963).
147. А. И. Ефремов, А. И. Подмосенский, М. А. Иванов, В. Н. Никифоров, О. Н. Ефимов, *Искусственные спутники Земли*, вып. 10, 48 (1961).
148. Л. А. Антонова, *Косм. исследования* **3** (1), 89 (1965).
149. А. А. Гужов, Ю. А. Шуба, *Ж. прикл. спектроскопии* **10** (6), 1017 (1969).
150. Л. Г. Елисеенко, В. Н. Щемелев, М. А. Румш, ЖЭТФ **52**, 329 (1967).
151. H. Wilcox, *Phys. Rev.* **74**, 1743 (1948).
152. R. I. Curbow, E. N. Fuls, E. Everhart, *Phys. Rev.* **102**, 1524 (1956).
153. Ю. М. Кунин, Д. В. Фетцов, К. К. Распилетин, Б. И. Почтарев, Ф. У. Спектор, Р. П. Гуров, П. Я. Токарев, В. Н. Осипов, В. А. Павлов, *Изв. АН СССР*, сер. физ. **27** (3), 413 (1963).
154. K. A. Hugles, D. V. Sulway, R. C. Wagnle, P. R. Thornton, *J. Appl. Phys.* **38** (12), 4922 (1967).
155. Сообщение: *Improving Night-vision Electronics* **41** (19), 54 (1968).
156. Р. А. Беляев, *Окись бериллия*, М., Госатомиздат, 1962.
157. В. Ф. Козлов, В. Я. Колот, А. Н. Довбня, ПТЭ, № 6, 81 (1965).