

гии  $U$ -пучка. Хотя их выбор в значительной степени произволен, следует каждый раз руководствоваться конкретными требованиями, предъявляемыми к пучку. Например, для получения весьма монохроматического пучка в условиях, когда пространственным зарядом можно пренебречь, необходимо уменьшить влияние анодного отверстия, что достигается увеличением расстояния  $d$ ; для удовлетворительного прохождения в пространство взаимодействия интенсивных пучков, где разброс по продольным энергиям значителен, следует брать малые  $\gamma$  и т. д. При этом удобно пользоваться графиком на рис. 2: абсцисса  $k_1$  точки пересечения горизонтальной прямой, соответствующей выбранным  $\gamma$  и  $\alpha$ , с кривой  $\sin^2 \frac{k}{2} / \left(\frac{k}{2}\right)^2$  позволяет, используя соотношение (3), определить

необходимое расстояние анод—катод  $d$ . На практике степень закрученности электронов в области сильного магнитного поля  $H_2$  регулируется небольшим изменением напряжения на пушке или величины магнитного поля  $H_1$ .

Соотношения (4), (5) используются при определении взаимного расположения эмитирующей поверхности и анодного отверстия так, чтобы электрон, вышедший из центра этой поверхности, попал в середину анодного отверстия (см. рис. 1).

В заключение отметим, что вследствие отсутствия у описанной пушки аксиальной симметрии перекося магнитного поля  $H_1$  не влияет на качество пучка в смысле распределения электронов по продольным скоростям.

Поступила в редакцию  
20.1.1969 г.

Кафедра  
оптики

УДК 621.385.01

М. Н. ДЕВЯТКОВ, А. И. КОСТИЕНКО, Г. И. ОВЧИННИКОВА

## О ВОЗДЕЙСТВИИ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА ЧЕРЕЗ ВИРТУАЛЬНЫЙ КАТОД

В работе [1] приведены результаты экспериментального исследования воздействия светового излучения на межэлектродный промежуток, содержащий виртуальный катод. Так, если ток, протекающий через некоторый межэлектродный промежуток, ограничен пространственным зарядом (существует виртуальный катод) и электронный поток в промежутке окружен диэлектрическими стенками с фотоэмиттирующим покрытием, то, облучая стенки промежутка светом, можно управлять величиной проходящего тока. В этом случае действие светового излучения приводит к изменению граничных условий в области виртуального катода, что сказывается и на величине задерживающего потенциала по всему сечению электронного потока.

Эксперименты показывают, однако, что облучение промежутка с виртуальным катодом светом может приводить к изменению проходящего тока и в том случае, когда эффект, связанный с фотоэмиссией с диэлектрических стенок, исключен.

Эти эксперименты проводились на макетах, конструкция которых схематически представлена на рис. 1. Давление в колбе было порядка  $10^{-7}$  мм рт. ст. Электронный поток формировался пушкой, состоявшей из  $L$ -катода и диафрагм с сетками 4 и 5, затем он поступал в промежуток между второй сеткой и коллектором, в котором создавался виртуальный катод. Коллектор имел форму цилиндрического стакана с сетчатым дном, что открывало доступ в пространство коллектора световому потоку. Охранный цилиндр, помещенный за коллектором, предназначался для предупреждения возможных искажений статического поля в пространстве коллектора и проникновения полей наводок, которые могли иметь место из-за конечной проницаемости сетки. В промежутке такой конструкции пространственный заряд оказался практически полностью окруженным металлическими стенками и поэтому исключалась возможность изменения граничных условий виртуального катода под действием света. Для ввода излучения в колбу макета было сделано оптическое окно. В качестве источника света использовался лазер на длину волны 6328 Å в режиме непрерывной генерации. Луч лазера предварительно фокусировался так, что фокальное пятно попадало в промежуток между второй сеткой и коллектором (в дальнейшем этот промежуток будем называть промежутком взаимодействия). Мощность, поступающая в промежуток взаимодействия, составляла примерно 1 мвт.

В процессе экспериментов изучалось воздействие светового излучения на межэлектродный промежуток с виртуальным катодом по изменению тока  $I_0$ , проходящего на коллектор. На электроды макета подавались различные потенциалы:  $U_1$  — потенциал

первой сетки,  $U_2$  — потенциал второй сетки,  $U_0$  — потенциал коллектора относительно катода.

На рис. 2 кривой 1 представлена вольтамперная характеристика промежутка взаимодействия ( $I_0=f(U_0)$ ), измеренная при катодном токе 20 ма и потенциалах на электродах  $U_1=75$  в и  $U_2=150$  в. В том случае, если в рабочем промежутке существует виртуальный катод (область вольтамперной характеристики  $U_0=0-13$  в), воздействие

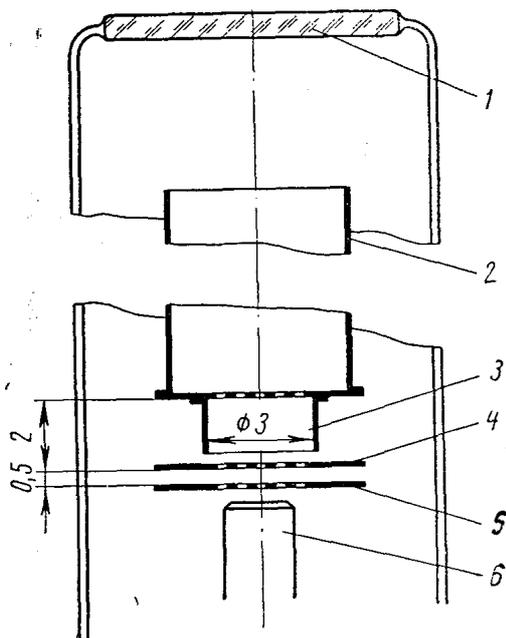


Рис. 1. Схематическая конструкция макета. 1 — окно, 2 — экранирующий цилиндр, 3 — коллектор, 4 и 5 — сетки, 6 — катод. Крепление электродов и выводы не показаны

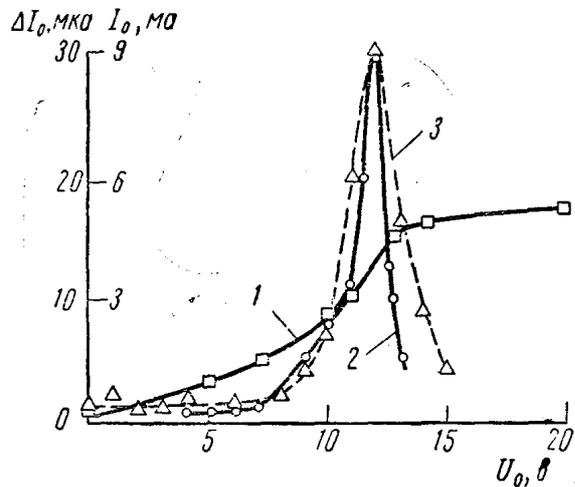


Рис. 2. Экспериментальные характеристики исследуемого макета: 1 — вольтамперная характеристика, 2 — зависимость приращений коллекторного тока  $\Delta I_0$  от напряжения на коллекторе  $U_0$  при облучении светом, 3 — зависимость приращений  $\Delta I_0=f(U_0)$  при изменении температуры катода

светового излучения приводит к увеличению тока, проходящего на коллектор, на некоторое значение  $\Delta I_0$ . Зависимость  $\Delta I_0=f(U_0)$ , измеренная при тех же условиях, что и вольтамперная характеристика, представлена на рис. 2 кривой 2. Из этой зависимости видно, что приращения тока  $\Delta I_0$  растут по мере смещения рабочей точки в область большей крутизны вольтамперной характеристики, достигая максимального значения вблизи перехода от режима существования виртуального катода к режиму полного токопрохождения. В режиме полного прохождения тока  $\Delta I_0=0$ ,  $I_0=I_{вх}$ . Зависимость приращений тока от величины падающей мощности в пределах от 0 до 1 мвт была практически линейной.

Приведенные результаты показывают, что, воздействуя световым излучением на пространственный заряд, можно управлять величиной тока, проходящего через промежуток с виртуальным катодом.

Поскольку сигнал вводился в макет с торца, то помимо прямого воздействия света на электронный пространственный заряд, в этих экспериментах могли иметь место побочные эффекты, связанные, например, с фотоэффектом с электродов и в особенности, с катода лампы, на который попадало излучение. Однако в этом случае фототоки должны увеличивать пространственный заряд в промежутке взаимодействия и «подавляться» виртуальным катодом (подобно депрессии дробового шума). Очевидно, максимальные изменения тока коллектора, вызванные фотоэффектом, будут наблюдаться в режиме отсутствия виртуального катода, при полном прохождении тока; наблюдаемые же зависимости имеют совершенно другой характер. Измерения показывают к тому же, что фототоки с холодных электродов по порядку величины существенно меньше наблюдаемых значений  $\Delta I_0$ . Что касается фотоэффекта с горячего катода, то его можно оценить, зная зависимость величины фототока от температуры катода [2]. Величина фототока с горячего катода также оказалась существенно меньше наблюдаемого эффекта.

Можно также предположить, что увеличение коллекторного тока вызывается нагревом катода падающим на него излучением. Однако этот эффект должен быть по крайней мере на порядок меньше наблюдаемого изменения тока даже при условии полного поглощения излучения катодом. Кроме того, характер реакции промежутка с

виртуальным катодом на облучение подобен реакции идентичного промежутка на увеличение температуры электронного потока [3]. И тот и другой эффекты приводят к увеличению тока, проходящего через виртуальный катод, причем величина приращения тока определяется в основном крутизной вольтамперной характеристики промежутка в заданном режиме. Это позволяет предположить, что наблюдаемые в данном случае эффекты, вызываемые воздействием излучения, могут быть следствием увеличения температуры электронов, образующих пространственный заряд виртуального катода.

Для проверки этого предположения была снята зависимость изменений тока коллектора  $\Delta I_0 = f(U_0)$ , вызванных изменением температуры электронного пучка путем изменения температуры катода. При этом изменение температуры подбиралось таким образом, чтобы максимальные изменения тока коллектора были равны максимальным изменениям тока при воздействии светового излучения. Полученная зависимость представлена на рис. 2 кривой 3, сравнение которой с кривой 2 показывает, что здесь имеет место не только качественное, но и хорошее количественное соответствие. Это позволяет считать, что предположение о нагреве электронного потока световым излучением как о причине наблюдаемого эффекта не лишено оснований.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Девятков М. Н., Шарихин В. Ф. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 3, 119, 1968.
2. Птицын С. В. Физические явления в оксидном катоде. М., ГИТТЛ, 1949.
3. Девятков М. Н., Овчинникова Г. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон. (в печати).

Поступила в редакцию  
7.2 1969 г.

Кафедра  
радиотехники

УДК 539.1:669.891+669.6

Р. Н. КУЗЬМИН, Д. С. ФАЛЕЕВ

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТИ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА НА СПЛАВАХ Ca—Sn

Вероятность наблюдения эффекта Мёссбауэра представляет важную характеристику свойств твердого тела. Эта величина описывает спектр фононных колебаний решетки и может быть непосредственно выражена через константы межатомных сил связи.

Применяемая обычно методика определения вероятности резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов без потери энергии на отдачу  $f'$  сводится к построению экспериментальной зависимости величины эффекта  $\epsilon(0)$  от эффективной толщины поглотителя  $C_a = n_a f' \sigma_0$ , где  $\sigma_0$  — максимальное сечение резонансного поглощения,  $n_a$  число атомов исследуемого изотопа на  $1 \text{ см}^2$  поглотителя.  $\epsilon(0)$  чувствительна к самопоглощению квантов в источнике, поэтому предпочтительным является использование интегрального поглощения от  $S_a(C_a)$ , т. е. построение кривой  $S_a(C_a)$  [1, 2]. Измерение площади экспериментально более удобно для спектров, состоящих из нескольких линий, но и в этом случае необходимо знание толщины поглотителя.

Приготовление поглотителей определенной толщины для химически активных веществ сопряжено с известными методическими затруднениями. К классу таких веществ относятся щелочные, щелочноземельные, редкоземельные и актинидные сплавы, в том числе сплавы с одним из наиболее распространенных мёссбауэровских изотопов  $\text{Sn}^{119}$ . Измерений вероятности резонансного поглощения  $\gamma$ -квантов известно немного, сплавы и интерметаллические соединения химически активных металлов не исследовались вообще.

Трудности работы с химически активными сплавами требуют сведения к минимуму операций по приготовлению поглотителей. Нами предлагается такая методика определения  $f'$  для химически активных сплавов, при которой используется один поглотитель. В основу этой методики положено свойство сплавов химически активных металлов распадаться при взаимодействии с атмосферным воздухом на гидраты окисей металлов с выделением металлического олова  $\beta\text{-Sn}$ . Величина  $f'$  для  $\beta\text{-Sn}$  хорошо известна [3, 4]. В работах [5, 6] было показано, что площадь экспериментальной кривой поглощения  $S_a$  не зависит от формы линии испускания и определяется целиком спектром поглощения. На  $S_a$  мало сказываются экспериментальные ошибки, поэтому метод площадей