

16. Голубев С. А., Ковалев, А. С. и др. Катодное падение потенциала в стационарном несамостоятельном разряде, контролируемом электронным пучком.— Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 5.
17. Масленников Н. М. Исследование несамостоятельного разряда в потоке азота.— ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 4.
18. Бабичев В. Н., Голубев С. А. и др. Прикатодная область несамостоятельного разряда в потоке азота.— Физика плазмы, 1980, т. 6, вып. 1.
19. Аверин А. П., Александров В. В. и др. Несамостоятельные объемные разряды в неэлектроотрицательных газах.— ЖТФ, 1981, т. 51, вып. 6.
20. Ковалев А. С., Муратов Е. А. и др. Исследование структуры катодного слоя стационарного несамостоятельного разряда.— ЖТФ, 1984, т. 54, вып. 1.

{ Поступила 15/1 1985 г.

УДК 539.198

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ СИГНАЛОВ

А. Е. Беликов, Е. С. Воронель, Я. Я. Томсонс,
С. Я. Хмель, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Молекулярный пучок с газодинамическим источником стал к настоящему времени мощным средством изучения физических, химических и кинетических процессов, таких как конденсация, релаксация, химические реакции, взаимодействие молекул и кластеров с поверхностью и между собой [1, 2].

В большинстве работ для измерения функции распределения молекул по скоростям (ФРС) в молекулярном пучке применяется времяпролетный метод. При определенных условиях можно установить связь между ФРС в пучке и в струе, из которой тот пучок сформирован, что позволяет измерить ФРС в струе.

Схема времяпролетного метода молекулярного пучка с газодинамическим источником представлена на рис. 1. Из струи с помощью специальной конической диафрагмы-скиммера 1 выделяется молекулярный пучок, модулируемый прерывателем 2. Сформированные пакеты молекул проходят расстояние, называемое пролетной базой 3, и регистрируются детектором 4. Пакеты молекул на базе пролета расплываются в соответствии с ФРС, информацию о которой несет сигнал детектора (времяпролетный сигнал).

Хорошо известны два способа детектирования времяпролетных сигналов: по ионам и по метастабильным частицам, образующимся при взаимодействии электронного луча с молекулярным пучком [2]. При ионном способе детектирования прерывателем служит диск с узкими прорезями, а детектором — электронный пучок и коллектор ионов либо масс-спектрометр. Достоинства этого способа — относительно большая величина сигнала, незначительные искажения ФРС при ионизации. К недостаткам можно отнести значительные и трудноопределяемые аппаратные функции, сложность технического исполнения, неразличимость сигнала от молекулярного пучка и остаточного газа, воздействие электромагнитных полей.

При регистрации метастабильных атомов прерывателем служит импульсный электронный пучок, а детектором — ВЭУ. Довольно простая техника, незначительные аппаратные функции, отсутствие сигнала от фонового газа и влияния электрических полей делают этот метод конкурентоспособным, несмотря на малую величину сигнала и искажения ФРС при образовании метастабильных частиц.

В данной работе предлагается, сохранив прерыватель и источник возбуждения молекул, заменить коллектор ионов оптической системой и ФЭУ. При таком способе регистрации появляется возможность спектрального анализа времяпролетного сигнала, что позволяет измерять ФРС.

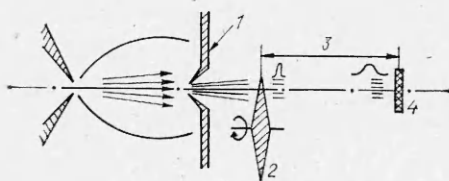


Рис. 1.

в ансамбле молекул, имеющих идентичное энергетическое состояние. Для этого метода характерны более слабые сигналы по сравнению с ионным детектором, но искажения ФРС электромагнитными полями и при возбуждении излучения практически отсутствуют. Кроме того, существенное преимущество предложенного способа — возможность прямого измерения аппаратных функций. Из-за конечного времени открывания прерывателя и срабатывания электронной схемы детектора, а также вследствие пространственной протяженности области возбуждения возникают значительные искажения времяпролетного сигнала [3]. Они обычно учитываются введением аппаратных функций детектора, его электронной схемы и прерывателя, пренебрегая которыми невозможно провести корректные измерения ФРС и ее моментов. При ионном способе детектирования учет аппаратных функций — довольно сложная проблема [4], фотоэлектронный же метод позволяет осуществлять прямое их измерение. Моделируя молекулярный пучок лучом света, регистрируют общую аппаратную функцию прерывателя и электронной схемы детектора. Аппаратная функция электронного пучка, до сих пор никак не учитываемая, определяется измерением профиля свечения электронного пучка в однородном газе.

При выводе соотношения, связывающего времяпролетный сигнал $S(t)$ с функцией распределения молекул по скоростям в потоке перед скиммером, предполагается, что:

- изменение функции распределения по скоростям, вызванное взаимодействием потока со скиммером, пренебрежимо мало;
- скиммер имеет достаточно малые размеры и удален от сопла настолько, что можно считать скорость потока направленной по оси молекулярного пучка;
- телесный угол детектора (т. е. области пересечения электронного и молекулярного пучков, из которой происходит сбор излучения) относительно скиммера достаточно мал для того, чтобы изменением скорости внутри его можно было пренебречь;
- столкновения молекул после прохождения скиммера прекращаются;
- время жизни возбужденных состояний молекул пренебрежимо мало.

Координата x отсчитывается от прерывателя, время — от прохождения через щель прерывателя первой молекулы. Обозначим аппаратные функции прерывателя и электронной схемы детектора $A(t)$ и $g(t)$, протяженность детектора вдоль оси x — $2l$, индексами с, и, д — величины, соответствующие плоскостям скиммера, прерывателя и середины детектора.

В данных предположениях функция распределения молекул по скоростям вдоль оси x на прерывателе $f_{\Pi}(v_x)$ связана с таковой перед скиммером $f_c(v_x)$ соотношением

$$(1) \quad f_{\Pi}(v_x) = k_1 v_x^2 f_c(v_x).$$

Когда можно пренебречь аппаратными функциями прерывателя и электронной схемы детектора, а также размером области возбуждения, времяпролетный сигнал

$$(2) \quad S^0(t) = k_2 f_{\Pi} \left(\frac{x_{\Pi}}{t} \right) \frac{x_{\Pi}}{t^2}.$$

Если известна линейная плотность электронов вдоль оси x (проинтегрированная в плоскости yz по области пересечения электронного и молекулярного пучков) $B(x)$, то в предположении, что плотность в молекулярном пучке не меняется во всей регистрируемой области возбуждения, времяпролетный сигнал (2) с учетом конечных размеров детектора преобразуется:

$$(3) \quad M(t) = k_3 \int_{x_{\Pi}-l}^{x_{\Pi}+l} f_{\Pi} \left(\frac{x}{t} \right) \frac{x}{t^2} B(x) dx,$$

или

$$(4) \quad M(t) = k_3 \int_{\frac{x_{\text{д}}-l}{t}}^{\frac{x_{\text{д}}+l}{t}} f_{\text{п}}(v) v B(vt) dv.$$

Искажения, вносимые в сигнал аппаратными функциями прерывателя и электронной схемы, учитываются интегралами свертки [4]:

$$(5) \quad S(t) = \int_0^t M(t-\lambda) \sigma(\lambda) d\lambda,$$

где $\sigma(\lambda) = \int_0^\lambda A(\lambda-\tau) g(\tau) d\tau$ — суммарная аппаратная функция. Таким образом, определив функции $g(t)$, $A(t)$, $B(x)$ и решив уравнения (3) и (5) с учетом (1), можно по измеренному времяпролетному сигналу $S(t)$ найти функцию распределения молекул по скоростям в потоке перед счетчиком $f_c(v)$. Для восстановления $f_c(v)$ из (3) и (5) необходимо привлечение быстродействующих ЭВМ с большой памятью. Однако для определенного вида $f_c(v)$ ее параметры вычисляются достаточно просто методом моментов [5]. Нулевой, первый нормированный и второй центральный моменты функции $f(x)$ определяются как

$$\begin{aligned} \mu_0\{f(x)\} &= \int f(x) dx, & \eta_1\{f(x)\} &= \frac{\int xf(x) dx}{\int f(x) dx} = \frac{\int xf(x) dx}{\mu_0\{f(x)\}}, \\ \nu_2\{f(x)\} &= \frac{\int (x - \eta_1\{f(x)\})^2 f(x) dx}{\mu_0\{f(x)\}} = \eta_2\{f(x)\} - \eta_1^2\{f(x)\}. \end{aligned}$$

Для функций, входящих в свертку (5), существуют соотношения между моментами

$$(6) \quad \begin{aligned} \eta_1\{M(t)\} &= \eta_1\{S(t)\} - \eta_1\{\sigma(t)\}, \\ \nu_2\{M(t)\} &= \nu_2\{S(t)\} - \nu_2\{\sigma(t)\}. \end{aligned}$$

Из определения моментов и уравнения (3) легко получить

$$\begin{aligned} \mu_0\{M(t)\} &= \mu_0\{f_{\text{п}}(v)\} \int_{x_{\text{д}}-l}^{x_{\text{д}}+l} B(x) dx, \\ \eta_1\{M(t)\} &= \eta_{-1}\{f_{\text{п}}(v)\} \frac{\int_{x_{\text{д}}-l}^{x_{\text{д}}+l} B(x) x dx}{\int_{x_{\text{д}}-l}^{x_{\text{д}}+l} B(x) dx}, \\ \eta_2\{M(t)\} &= \eta_{-2}\{f_{\text{п}}(v)\} \frac{\int_{x_{\text{д}}-l}^{x_{\text{д}}+l} (x)^2 B(x) dx}{\int_{x_{\text{д}}-l}^{x_{\text{д}}+l} B(x) dx}. \end{aligned}$$

Для низких плотностей газа вид $B(x)$ из [6] хорошо аппроксимируется треугольной функцией:

$$(7) \quad \begin{aligned} B^-(x) &= 1 - x_{\text{д}}/l + x/l \text{ для } x_{\text{д}} - l < x < x_{\text{д}}, \\ B^+(x) &= 1 + x_{\text{д}}/l - x/l \text{ для } x_{\text{д}} < x < l + x_{\text{д}}. \end{aligned}$$

Тогда

$$(8) \quad \mu_0 \{M(t)\} = \mu_0 \{f_{\Pi}(v)\} l, \quad \eta_1 \{M(t)\} = \eta_{-1} \{f_{\Pi}(v)\} x_{\Pi}, \\ \eta_2 \{M(t)\} = \eta_{-2} \{f_{\Pi}(v)\} (x_{\Pi}^2 + l^2/6).$$

Предполагая функцию распределения молекул по скоростям в потоке перед скиммером максвелловской, для $f_{\Pi}(v)$ получаем

$$(9) \quad f_{\Pi}(v) = k_4 v^2 \exp \left[-\frac{m}{2kT} (v-u)^2 \right],$$

где u — скорость потока; T — температура; m — масса молекулы; k — постоянная Больцмана; k_4 — константа;

$$\eta_{-1} \{f_{\Pi}(v)\} = \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2} \frac{1}{S+r}; \quad \eta_{-2} \{f_{\Pi}(v)\} = \frac{m}{2kT} \left(\frac{1}{S+r} \right)^2 \left[1 + \frac{1-2r(r+S)}{2(S+r)^2} \right],$$

или для $S \gg r$

$$(10) \quad \eta_{-1} \{f_{\Pi}(v)\} = \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2} \frac{1}{S} = \frac{1}{u}, \quad \eta_{-2} \{f_{\Pi}(v)\} = \left(1 + \frac{1}{2S^2} \right) \frac{m}{2kTS^2},$$

где $S = u \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2}$; $r = \frac{1}{\sqrt{\pi}(1+\operatorname{erf} S) \exp(S^2)}$. Используя соотношения (6), (8) и (10) для максвелловской функции распределения и вида $B(x)$ (7), окончательно имеем

$$(11) \quad u = \frac{x_{\Pi}}{\eta_1 \{S(t)\} - \eta_1 \{\sigma(t)\}};$$

$$(12) \quad T = \frac{u^4 m}{4k \left(x_{\Pi}^2 + \frac{l^2}{6} \right)} \left[\eta_2 \{S(t)\} - \eta_2 \{\sigma(t)\} - (\eta_1^2 \{S(t)\} - \eta_1^2 \{\sigma(t)\}) \left(1 + \frac{l^2}{6x_{\Pi}^2} \right) \right].$$

Формулы (11) и (12) дают возможность измерить скорость потока и температуру по известным времяпролетной и аппаратной функциям без решения обратных задач (3) и (5). Условие $S \gg r$ хорошо выполняется уже для $S = 2$, когда относительная ошибка приближения $\Delta u/u = r/S = 2,6 \cdot 10^{-3}$. Соотношения (11) и (12) справедливы и для произвольных функций распределения молекул по перпендикулярным оси x компонентам скорости, лишь бы функция по оси x осталась прежней, например, для эллипсоидальной функции распределения

$$f(v) = k_5 \exp \left(-\frac{mv_y^2}{2kT_{\perp}} \right) \exp \left(-\frac{mv_z^2}{2kT_{\perp}} \right) \exp \left(-\frac{m(v_x - u)^2}{2kT_{\parallel}} \right).$$

В данном случае определяются u и T_{\parallel} . Для произвольного вида функций с несколькими неизвестными параметрами можно расширить систему (8) соотношениями высших моментов и найти из нее искомые параметры.

Молекулярно-пучковое оборудование создано для изучения неравновесных процессов в струях низкой плотности. Установка для молекулярно-пучковых исследований (УМПИ) размещена внутри газодинамической трубы Института теплофизики СО АН СССР (стенд ВС-4) [7] и дополняет ранее развитые средства диагностики потоков разреженного газа [8].

Принципиальная схема установки, а также оборудования для измерений и первичной обработки времяпролетных сигналов показана на рис. 2. Газ расширялся в вакуумную камеру через осесимметричное звуковое сопло 1, расположенное на трехкомпонентном координатнике. Ось сопла совпадала с осью УМПИ.

Для одновременного измерения продольной и поперечной составляющих ФРС пришлось отказаться от традиционной схемы с коллиматором и двухкамерной откачкой. В этом случае УМПИ состоял из секции прерывателя 2 со скиммером 3, секции детектора 4 с электронной пушкой 5 и секции откачки 6. Прерыватель был укреплен на координатнике и имел

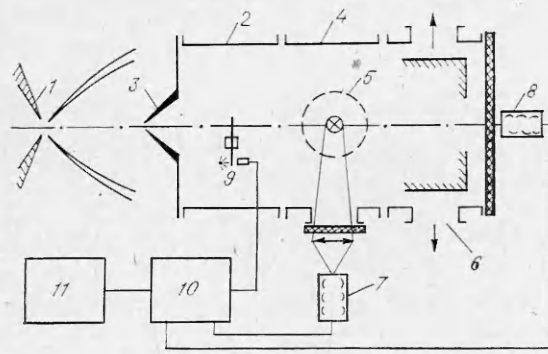


Рис. 2.

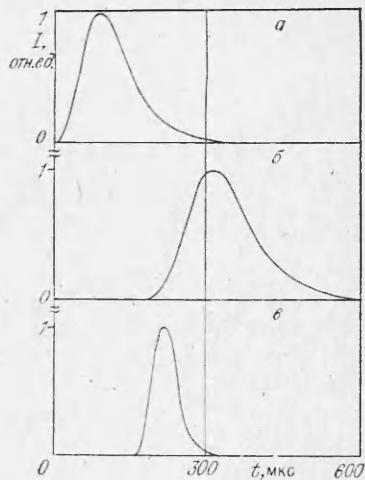


Рис. 3.

возможность удаления с оси молекулярного пучка для юстировки и измерения профиля плотности поперек пучка. Электронная пушка снабжена системами фокусировки и отклонения электронного луча для юстировки. На боковом фланце секции детектора имелось оптическое окно для вывода излучения на ФЭУ 7 через оптическую систему, состоящую из линзы и щели, ограничивающей область наблюдения вдоль оси электронного пучка. Откачка УМПИ осуществлялась двумя насосами Н-05 и панелью, охлаждаемой жидким азотом и служащей масляной ловушкой, либо криогенным насосом для некоторых газов. На заднем фланце устанавливалось окно, за которым находится ФЭУ 8 для измерений аппаратных функций. Оба ФЭУ располагались на координатниках с сельсин-датчиками и блоками индикации для измерения перемещений.

Система регистрации сигналов ФЭУ в основном совпадала с описанной в [9], где сигнал с коллектора ионов подавался на блок синхронного детектирования и затем на самописец КСП-4. Синхроимпульс формировался от прерывателя молекулярного пучка 9. В данной работе сигнал от синхронного детектора 10 поступал через АЦП в ЭВМ «Электроника 100-И» 11. На ЭВМ производились накопление сигналов для выделения их на фоне шумов и первичная обработка, включающая определение по формулам (11), (12) гидродинамической скорости потока и температуры газа методом моментов в предположении максвелловской ФРС. Конечные размеры электронного пучка учитывались по формуле (7), а остальные аппаратные функции измерялись перед времяпролетным сигналом той же аппаратурой и хранились в памяти ЭВМ.

Для измерений суммарной аппаратной функции прерывателя и электронной схемы детектора (их свертки) молекулярный пучок моделировался лучом света, регистрируемым ФЭУ 8, на котором устанавливалась диафрагма, соответствующая области пересечения молекулярного и электронного пучков. Применение двух ФЭУ в данной конструкции более удобно, однако есть возможность ограничиться одним ФЭУ для измерения обоих сигналов, если они достаточно разнесены во времени.

Большое внимание при проведении работы уделено снижению уровня шумов для получения качественных времяпролетных сигналов: Установлено, что основные источники свечения — раскаленные части электронной пушки и коллектора, а также возбуждение электронным пучком молекул фонового газа, плотность которых превосходила плотность молекулярного пучка в 5—20 раз. При времяпролетных измерениях большая постоянная засветка служит источником сильного дробового шума, в котором тонет слабый полезный сигнал. Поэтому надо всемерно уменьшать световой фон, добываясь низкого давления в камере детектора и устанавливая эффективные фотонные ловушки и экраны. В этом смысле предложенная схема

Газ	Номер эксперимента	α	p_0 , кПа	p_H , 10^{-1} Па	p_R , МПа	\bar{u} , м/с	σ_u , м/с	\tilde{u} , м/с	\bar{T} , К	σ_T , К	T_* , К	d_* , мм
Ar	1	20,0	1,52	4,79	2,39	545,5	3,4	548,5	3,9	1,2	2,3	5,0
N ₂	1	58,5	13,6	5,19	1,73	769,6	1,6	772,2	6,0	0,9	4,2	2,1
	2	24,0	2,53	5,59	2,00	765,9	1,5	768,3	13,1	1,0	8,8	5,0
CO ₂	1	20,0	1,46	2,13	0,78	615,2	1,4	611,2	12,4	0,8	10,3	5,0
	2	100	6,65	0,59	0,60	617,1	1,2	619	6,6	0,7	2,8	2,1
	3	100	2,66	0,31	0,29	620,2	2,5	619	8,1	0,8	5,1	2,1

без коллиматора и дифференциальной откачки значительно хуже традиционной.

Для испытания созданной времяпролетной системы измерены времяпролетные сигналы в потоках N₂, CO₂ и Ar за звуковыми соплами. Температура в потоке и гидродинамическая скорость находились в предположении максвелловской функции распределения по продольной компоненте скорости методом моментов. Неизменными во всех измерениях оставались следующие величины: диаметр скиммера 1,54 мм, расстояние скиммер — прерыватель 243 мм, расстояние прерыватель — ось электронного пучка 237 мм, диаметр и ширина щелей прерывателя 100 и 4 мм, полуширина электронного пучка [6] 2,5 мм, энергия и ток электронов 5,5 кэВ и 17 — 30 мА, размер области излучения вдоль электронного пучка, вырезаемый оптической системой, 8 мм. На рис. 3 показаны экспериментально измеренные аппаратная функция (а) и времяпролетный сигнал (б), снятые в струе CO₂, расширяющейся из форкамеры с $T_0 = 850$ К и $p_0 = 2394$ Па через звуковое сопло диаметром $d_* = 5$ мм. Давление в камере расширения $p_H = 0,21$ Па, в УМПИ $p_R = 7,8 \cdot 10^{-4}$ Па. Времяпролетный сигнал снят на расстоянии $x = 100$ мм ($\tilde{x} = x/d_* = 20$) от среза сопла при частоте вращения прерывателя $f = 188$ Гц. Для получения кривых рис. 3 понадобилось 150 накоплений. Гидродинамическая скорость и температура, определенные методом моментов из этого сигнала, равны соответственно 1050 м/с и 76 К. На рис. 3, в показан рассчитанный времяпролетный сигнал, соответствующий нулевой аппаратной функции при прочих равных условиях.

В таблице представлены гидродинамическая скорость \bar{u} и температура \bar{T} , усредненные по нескольким измерениям, а также их дисперсии σ_u , σ_T и условия, в которых проводились измерения. Во всех измерениях температура газа в форкамере $T_0 = 293$ К, частота вращения прерывателя $f = 187$ Гц, количество накоплений 100—200; \tilde{u} — скорость потока, рассчитанная с отношением теплоемкостей 1,4 для N₂ и CO₂ и 1,67 для Ar, T_* — температура, равная изэнтропической для «незамороженных» режимов и соответствующая «замороженному» числу Маха M_* , если измерения проводились вниз по потоку от точки «замерзания», M_* определялось по модели внезапного замораживания

$$M_* = 1,17 Kn_0^{-0,4},$$

где Kn_0 — число Кнудсена по параметрам торможения.

Значение \tilde{u} , многократно подтверждавшееся экспериментами [10], может служить для оценки точности метода измерения u . Из результатов таблицы следует, что погрешность измерения гидродинамической скорости не превышает 0,4% (приблизительно с той же точностью подтверждается расчет \tilde{u}). Величина T_* в гораздо большей степени условна, поэтому точность определения $T_{||}$ в потоке оценивается по σ_T и составляет 10—20%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson I. B., Fenn J. B. Velocity distribution in molecular beams from nozzle sources.— *Phys. Fluids*, 1965, v. 8, N 5.
2. Леонас В. Б. Современное состояние и некоторые новые результаты метода молекулярного пучка.— *УФН*, 1964, т. 82, № 2.
3. Hagena O. F., Varma A. K. Time-of-flight velocity analysis of atomic and molecular beams.— *Rev. Scient. Instr.*, 1968, v. 39, N 1.
4. Young W. S. Distortions of time-of-flight signals.— *Rev. Scient. Instr.*, 1973, v. 44, N 6.
5. Alcalay J. A., Knuth E. L. Molecular-beam time-of-flight spectroscopy.— *Rev. Scient. Instr.*, 1969, v. 40, N 3.
6. Великов А. Е., Карелов Н. В. и др. Измерения с помощью пучка электронов. Роль вторичных процессов при возбуждении В²Σ состояния пона азота.— В кн.: Диагностика потоков разреженного газа. Новосибирск, 1979.
7. Бочкарев А. А., Великанов Е. Г. и др. Газодинамические установки низкой плотности.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, 1974.
8. Бочкарев А. А., Косинов В. А. и др. Измерения параметров газового потока с помощью электронного пучка.— Там же.
9. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Генератор молекулярного пучка для исследования потоков разреженного газа.— В кн.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, 1976.
10. Anderson I. B. Molecular beams from nozzle sources.— In: *Molecular beams and low-density gas dynamics*/Ed. by P. P. Weyener. N. Y., 1974.

Поступила 18/1 1985 г.

УДК 539.1.074

О РАСШИРЕНИИ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ МИКРОКАНАЛЬНЫМИ ПЛАСТИНАМИ

А. Ф. Сорокин

(Астрахань)

Наиболее перспективные приборы, применяемые при усилении слабых потоков частиц, переносящих изображение, — микроканальные пластины (МКП). К их достоинствам следует отнести нечувствительность к квантам видимого диапазона, электрическим и магнитным полям ($H < 1\text{Т}$), малый уровень темнового тока ($I < 10^{-14}\text{ А}$) [1]. Использование сборок из нескольких МКП позволяет получать коэффициенты усиления, сравнимые с коэффициентами усиления лучших фотоумножителей ($K = 10^7-10^8$).

Однако стандартные МКП характеризуются малыми величинами предельно допустимых плотностей входного тока ($j_{\text{вх}} < 10^{-11}\text{ А/см}^2$), что существенно ограничивает и их частотный диапазон. В данной работе представлены результаты экспериментов по улучшению временного и пространственного разрешения МКП как усилителя изображений [2, 3].

Ограничение входного тока для МКП связано с тем, что максимальный выходной ток электронов в канале МКП ($I_{\text{вых}} = kI_{\text{вх}}$) не должен превышать некоторой доли ξ от тока по объему МКП: $I \leq \xi I_0 = \xi U/R$ (U — напряжение питания, R — сопротивление МКП), так как при больших величинах $I_{\text{вых}}$ объемный заряд электронов нарушает однородное распределение электрического поля вдоль канала, что приводит к уменьшению коэффициента усиления МКП. В то же время для обеспечения качественной передачи изображения, переносимого потоком частиц, с заданным пространственным разрешением C (число штрихов на единицу площади, разрешаемое по критерию Рэлея) плотность тока на входе МКП должна быть

$$j_{\text{вх}} = I_{\text{вх}}/S \geq CeN\beta/\Delta t,$$

где S — площадь рабочей поверхности; N — число частиц потока, регистрируемого МКП (определяется требуемой величиной статистической погрешности ε в передаче интенсивности одного штриха: $\varepsilon = (N)^{-1/2}$); e — заряд электрона; Δt — необходимое в данном эксперименте разрешаю-