

Для продольной

$$j_z^{(2)} = \frac{p_0 \sigma_i I}{4m v_{Te} \pi r_0^2 \sigma_0} \left(1 - e^{-r^2/4l_0^2} \right).$$

Полагая $p_0 \sim mc$, оценим полный продольный ток вторичных электронов, текущий внутри пучка ($r \leq r_0$):

$$I^{(2)} \simeq \frac{c}{v_{Te}} \frac{\sigma_i}{\sigma_0} I.$$

При приведенных выше значениях параметров $I^{(2)} \sim I$.

Таким образом, основной результат настоящей работы состоит в том, что при токах РЭП $I \geq 1$ кА воздействие продольного тока электронов вторичной плазмы существенно изменяет конфигурацию электронного пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жаринов А. В., Тосунян Г. А. Распределение концентрации плазмы, образуемой электронным пучком в редком газе. — Радиотехника и электроника, 1981, т. 36, вып. 12.
2. Мейерович Б. Э., Сухоруков С. Т. Равновесная структура релятивистских пучков. — ЖЭТФ, 1975, т. 68, вып. 5.
3. Lee E. P. Kinetic theory of a relativistic beam. — Phys. Fluids, 1976, v. 19, N 1.

Поступила 7/II 1985 г.

УДК 537.525

КАТОДНОЕ ПАДЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ

Н. М. Масленников

(Москва)

Несамостоятельный разряд, поддерживаемый электронным пучком, нашел широкое применение в электроионизационных лазерах (ЭИЛ). Теоретические и экспериментальные исследования такого разряда обобщены в [1—3].

Определяющее влияние на протекание тока между электродами оказывает прикатодный слой пространственного заряда. Расчет параметров слоя сводится к решению системы нелинейных уравнений непрерывности и Пуассона с соответствующими граничными условиями. В простейшем случае (плоские электроды, отсутствие электроотрицательных примесей) в установившемся режиме система уравнений с граничными условиями имеет вид

$$(1) \quad dj_e/dx = -dj_i/dx = eq + \alpha j_e;$$

$$(2) \quad dE/dx = 4\pi e(n_i - n_e);$$

$$(3) \quad j_e(0) = \gamma j_i(0);$$

$$(4) \quad U_K = \int_0^d E dx,$$

где j_e и j_i — плотность тока электронов и ионов; q — скорость несамостоятельной ионизации; E — напряженность электрического поля; n_e и n_i — концентрация электронов и ионов; U_K — катодное падение напряжения; d — толщина слоя пространственного заряда у катода; e — заряд электрона; α — первый коэффициент Таунсенда; γ — коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода.

Результаты расчета большинства авторов существенно отличаются друг от друга. Сопоставление расчетных данных, полученных для широкого диапазона плотностей тока j и давлений газа p , целесообразно прово-

дить по зависимости катодного падения напряжения U_K от отношения j/p^2 , поскольку известно, что при скорости самостоятельной ионизации в прикатодном слое, значительно большей скорости несамостоятельной ионизации, разряд практически не отличается от классического тлеющего разряда [3], для которого выполняются законы подобия. Такие зависимости построены на рис. 1, где кривые 1—5 соответствуют данным [1—5]. Для кривой 4 не выполняется закон подобия, что указывает на ошибочность расчетов. Расхождение между кривыми 1—3, 5 отчасти можно объяснить использованием разных аппроксимаций для ионизационного коэффициента Таунсенда и разными значениями подвижностей. Кривые 5 и 5 лежат значительно выше всех расчетных, а тем более экспериментальных данных. При их построении добавлялось падение напряжения в так называемой переходной области, которое в [1, 2] не учитывалось.

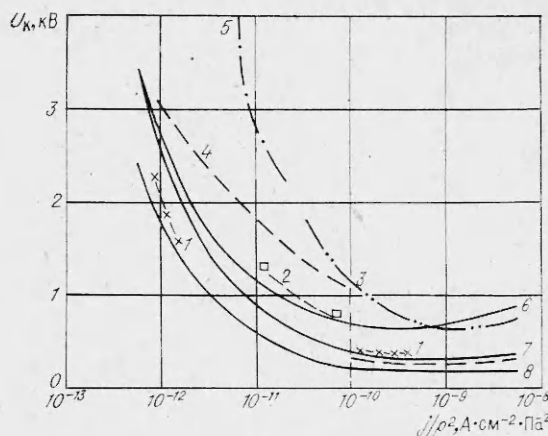


Рис. 1.

Параметры прикатодного слоя весьма просто рассчитываются по формулам Томсона [6], выражающим зависимость плотности ионного тока j_i и напряженности поля на катоде E_K от катодного падения напряжения:

$$(5) \quad j_i = e^{3/4} (b_i/\pi)^{1/4} q^{3/4} U_K^{1/2};$$

$$(6) \quad E_K = 2 (\pi e q / b_i)^{1/4} U_K^{1/2},$$

где b_i — подвижность ионов.

Формулы Томсона получены в результате решения тех же уравнений непрерывности и уравнений Пуассона (1) и (2), но для полностью несамостоятельного разряда. При выводе предполагалось, что несамостоятельная ионизация в пределах прикатодного слоя однородная, самостоятельная ионизация по сравнению с ней мала ($\alpha = 0$), а эмиссия электронов с катода отсутствует ($\gamma = 0$). Однако их можно применять, когда в прикатодном слое оказывается заметной самостоятельная ионизация, а также для расчета самостоятельного тлеющего разряда. При этом вместо q подставляется соответственно сумма скоростей несамостоятельной q_n и самостоятельной ионизации q_c или только q_c .

Самостоятельная ионизация в пределах прикатодного слоя неоднородная — на границах слоя минимальная, а положение максимума зависит от плотности тока. На рис. 2 показано распределение скорости самостоятельной ионизации в аргоне при $j/p^2 = 1 \cdot 10^{-8} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{Па}^{-2}$.

Чтобы воспользоваться формулами Томсона, заменим неоднородную скорость самостоятельной ионизации средней величиной, которую можно определить графически или по формуле

$$(7) \quad q_c = (\gamma j_i \alpha_{cp} / e) \exp(\alpha_{cp} k d), \text{ где } \alpha_{cp} = \alpha_K / 2,$$

α_K определяется отношением E_K/p ;

$$(8) \quad d = U_K / 0,5 E_K \quad *$$

— расчетная толщина прикатодного слоя; k — коэффициент, учитывающий положение максимума скорости самостоятельной ионизации в пределах прикатодного слоя (см. рис. 2). Для азота его численные значения ориентировочно равны 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6 при $j/p^2 = 10^{-11}, 10^{-10}, 10^{-9}, 10^{-8}, 10^{-7} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{Па}^{-2}$ соответственно.

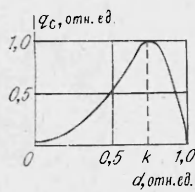


Рис. 2.

В случае несамостоятельного разряда q_H зависит от внешнего источника и является постоянной величиной. При заданных напряжении на разрядном промежутке и q_H по формулам (5), (6) рассчитывается ток между электродами и E_R , а затем и толщина прикатодного слоя d . Если разряд самостоятельный, то q_c зависит от тока разряда и для вычисления параметров прикатодного слоя находится самосогласованное решение для (5)–(7).

Порядок расчета следующий. Выбираем в качестве независимого параметра плотность тока разряда j . Плотность ионного тока на катоде $j_i = j/(1 + \gamma)$. Задаемся U_R и по (5) находим q . По (6) и (8) вычисляем соответственно E_R и d . Полагая линейное распределение напряженности поля в пределах прикатодного слоя, находим положение максимума (величину k в долях d) скорости самостоятельной ионизации, которая пропорциональна произведению $\alpha(x) \exp \int \alpha(x) dx$. Итерируем до тех пор, пока q_c , вычисляемая по (7), не станет равной q . Обычно бывает достаточно нескольких итераций.

Допустимость замены неоднородной скорости ионизации средней величиной подтверждает табл. 1, где сопоставляются результаты расчета по данным [7] и по формулам (5)–(8) для поднормального, нормального и аномального тлеющего разряда в аргоне для $\gamma = 0,02$. При расчете по формулам (5)–(8) брались те же значения ионизационного коэффициента Таунсенда, подвижностей и коэффициента вторичной эмиссии электронов, что и в [7]. В табл. 1 приведена также величина критерия самостоятельности разряда

$$\gamma \left\{ \exp \left[\int_0^d \alpha(x) dx \right] - 1 \right\},$$

характеризующая точность расчета (чем ближе эта величина к единице, тем точнее расчет). Видно, что параметры слоя, рассчитанные по формулам (5)–(8), отличаются не более чем на 10% от расчетных значений, полученных на ЭВМ Уордом. При приближенном решении, естественно, не выявляется тонкая структура прикатодного слоя, но такая цель и не ставится.

Данный метод применен при расчете зависимости $U_R = f(j/p^2)$ для тлеющего разряда в азоте. Результаты приведены на рис. 1. При этом использовались следующие значения подвижности и коэффициентов: $b_i = 2,65 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{Па}/(\text{В} \cdot \text{с})$ для кривых 6–8. Кривая 6 — $\gamma = 10^{-2}$, α/p , как и в [5]; 7 — $\gamma = 10^{-2}$, α/p — экспериментальное значение [8]; 8 — $\gamma = 10^{-1}$, α/p — экспериментальное значение [8].

Рассмотренные методы расчета применимы для разряда с идеально чистыми электродами ($\gamma \approx 10^{-2}$). Чтобы получить воспроизводимые результаты, совпадающие с данными теоретических расчетов, измерения параметров «классического» тлеющего разряда низкого давления проводятся в тщательно обезгаженных трубках после очистки катода быстрыми ионами [9].

Т а б л и ц а 1

j/p^2 , А·см ⁻² ·Па ⁻²	Расчет	U_R , В	E_R/p , В·см ⁻¹ ·Па ⁻¹	d , см	Критерий самостоятельности
$3,3 \cdot 10^{-11}$	[7]	215	0,95	0,34	1,5
	(5)–(8)	195	0,91	0,33	1,15
$3,3 \cdot 10^{-10}$	[7]	180	1,90	0,15	1,15
	(5)–(8)	170	1,88	0,14	1,15
$1 \cdot 10^{-8}$	[7]	280	7,95	0,64	2,2
	(5)–(8)	240	6,30	0,58	1,28

Подобную технологическую подготовку невозможно осуществить для разрядной камеры ЭИЛ. Кроме того, особо чистые и технически чистые газы содержат примесь кислорода (до 0,1 и 0,5% соответственно), абсолютное значение парциального давления которого весьма велико. В результате этого на электродах разрядной камеры образуется окисная пленка. В [9, 10] тлеющий разряд с окисной пленкой на катоде, названный авторами диффузным, выделен в особую разновидность тлеющего разряда. У такого диффузного разряда напряжение горения в ~ 10 раз меньше, чем в обычном тлеющем разряде, а плотности тока примерно в тысячу раз больше нормальной плотности тока. Причем при малых плотностях тока на катоде имеют место обычные γ -процессы, а при больших — сказывается наличие окисной пленки.

В [9, 10] отсутствие катодного падения напряжения объясняется автоэлектронной эмиссией, обусловленной тем, что положительные ионы заряжают наружную поверхность окисной пленки и создают на поверхности металла и в диэлектрике большую напряженность электрического поля. Разряд, применяемый в ЭИЛ, должен обладать характерными чертами именно такого диффузного тлеющего разряда.

Рассмотрим процессы в разрядном промежутке, принимая во внимание наличие окисной пленки на катоде. При напряжении на электродах разрядной камеры и при включении внешнего источника ионизации на анод разрядной камеры течет электронный ток, обуславливающий падение напряжения в объеме разрядного промежутка. На катод разрядной камеры течет ионный ток, плотность которого рассчитывается по (5). Ионный ток заряжает окисную пленку катода; время зарядки без учета утечки заряда выражается элементарной формулой [11, 12]

$$(9) \quad t_{\text{зар}} = \epsilon \epsilon_0 E / j_i,$$

где ϵ и ϵ_0 — относительная диэлектрическая проницаемость и электрическая постоянная; E — напряженность поля в пленке.

По окончании зарядки появляется эмиссия электронов сквозь пленку. Согласно [13], при ширине запрещенной зоны диэлектрика 2—3 эВ значительная эмиссия электронов сквозь пленку имеет место при напряженности поля $(2-5) \cdot 10^5$ В/см.

После появления эмиссии электронов катодное падение напряжения уменьшается. Формулы для j_i и E_K перестают действовать. Нейтрализация положительного заряда на диэлектрике производится электронами, выходящими из металла в диэлектрик, а также теми электронами проводимости, которые образуются в диэлектрике под действием электронов пучка. Устанавливается такое U_K , при котором ионный ток компенсирует утечку заряда.

Влияние окисной пленки наиболее четко подтверждается результатами исследования процесса установления тока разряда в азоте при атмосферном давлении в импульсном режиме работы [14]. На основе этих исследований составлена табл. 2, где j_i — плотность ионного тока, рассчитанная по (5) при $U_K = 1$ кВ; t_1 — время задержки сильноточной стадии разряда, соответствующее времени зарядки окисной пленки; $t_{\text{зар}}$ — время зарядки, рассчитанное по (9) при $E = 2 \cdot 10^5$ В/см.

Типичная осциллограмма тока разряда при плотности тока электронного пучка $j_{\text{п}} = 85$ мкА/см² приведена на рис. 3. Отношение экспериментально измеренной плотности тока слаботочной стадии разряда при сетчатом катоде j_1 к расчетной плотности ионного тока, равное в данном случае 15, характеризует величину коэффициента γ . При плоском катоде отношение этих токов оказывается меньше. Время зарядки меньше экспериментально измеренного времени t_1 , поскольку при расчете не учиты-

Т а б л и ц а 2

$j_{\text{п}}$, мкА/см ²	j_i , мА/см ²	t_1 , мкс	$t_{\text{зар}}$, мкс
40	0,6	830	270
85	1,0	520	160
150	1,5	180	105

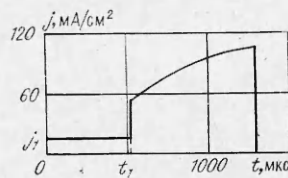


Рис. 3.

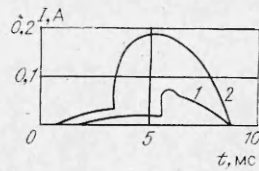


Рис. 4.

вается утечка заряда, влияние которой при увеличении плотности ионного тока, естественно, уменьшается.

Также наглядны исследования процесса установления тока в квазистационарном разряде с частотой 50 Гц, проведенные на этой же установке при атмосферном давлении, но при скорости потока газа 100 м/с [15]. На рис. 4 представлены осциллограммы тока разряда при напряжении 1 кВ. Кривые 1 и 2 сняты соответственно при $j_{\text{п}} = 100$ и 200 мкА/см². Время задержки сильноточной стадии разряда в данном случае несколько больше, чем в импульсном режиме работы, поскольку при малых поперечных размерах электродов (1 см) заряды выносятся потоком газа из разрядного промежутка, в результате чего ионный ток на катод уменьшается.

Авторы работ [14, 15] задержку сильноточной стадии разряда объяснили временем, необходимым для нагрева газа в прикатодном слое. Однако оценки показывают, что газ при этом нагревается лишь на $20-30^\circ$, поэтому такое объяснение неудовлетворительно.

В стационарном разряде действие окисной пленки проявляется следующим образом. Расчетные и экспериментальные значения катодного падения напряжения существенно отличаются друг от друга [16]. Как и прежде, расхождение между ними объясняется нагревом газа в прикатодной области. Однако такое объяснение неправдоподобно, поскольку в начале вольт-амперной характеристики плотность тока мала, и газ практически не нагревается. Это расхождение связано с тем, что в условиях эксперимента поверхность катода окислена, так что коэффициент γ равняется не 0,01, а на 2—3 порядка величины больше.

Катодное падение напряжения зависит от плотности тока электронного пучка (рис. 5, кривые 1 и 2 соответственно при $j_{\text{п}} = 10$ и 80 мкА/см², по данным [16], при давлении азота 10 кПа). При чистом катоде ($\gamma \approx 0,01$), начиная с некоторой плотности тока, скорость самостоятельной ионизации в прикатодном слое оказывается значительно больше скорости несамостоятельной ионизации, вследствие чего катодное падение напряжения от $j_{\text{п}}$ практически не зависит (кривые 3 и 4 рис. 5 — расчеты автора для тех же условий).

Ток растет не пропорционально $U_{\text{к}}^{1/2}$, как это следует из (5), а быстрее. При плоском катоде напряжение перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный примерно в 2 раза меньше расчетной величины при $\gamma = 0,01$ [17].

Действие окисной пленки должно проявляться наиболее сильно на катоде из алюминиевой фольги, окисная пленка которой обладает лучшими изоляционными свойствами. В самом деле, по фотографиям прикатодной области видно, что размер светящейся области у катода из оксидированного алюминия в несколько раз меньше, чем в случае медного катода. Авторы предполагают, что величина катодного падения напряжения на таком катоде значительно меньше, чем на катоде, изготовленном из чистого металла. В работе не дано объяснения наблюдаемому явлению. По-видимому, авторы не обратили внимания на свойства тлеющего разряда с алюминиевым катодом, покрытым тонким слоем окисла [9, 10].

Коэффициент вторичной эмиссии, определенный из условия перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный

$$\gamma \left\{ \exp \left[\int_0^d \alpha(x) dx \right] - 1 \right\} = 1,$$

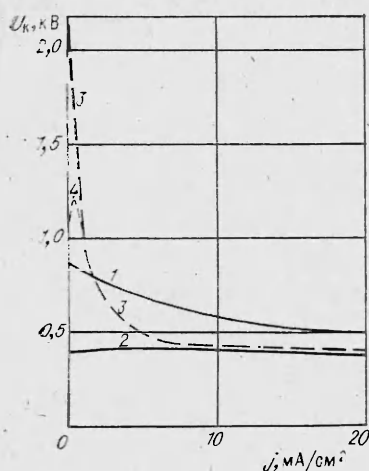


Рис. 5.

да в самостоятельный из [19, 20], j_i и E_R рассчитывались по (5), (6). Поскольку эмиссия электронов происходит с отдельных участков пленки [13], то и разряд горит неоднородно, особенно при малых токах [16, 20].

В ряде работ роль диэлектрических пленок недооценивается. Например, в [19] их влияние на характеристики разряда даже не рассматривается, в [20] отвергается связь между образованием катодных пятен и процессом зарядки и пробоя пленок. Пробой пленок, возможно, имеет место в сильноточных импульсных разрядах малой длительности. В рассмотренных же выше работах более вероятно эмиссия электронов сквозь пленку диэлектрика.

Автор выражает благодарность Е. К. Ерощенкову и В. В. Чулкову за полезные советы.

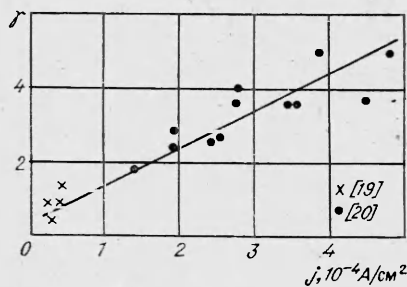


Рис. 6.

равняется нескольким единицам и растет с увеличением плотности ионного тока (рис. 6), что соответствует [9]. Для построения этой зависимости использованы экспериментальные значения напряжений перехода самостоятельного разряда

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Беленов Э. М. и др. Электропозационные лазеры на сжатом углекислом газе. — УФН, 1974, т. 114, вып. 2.
2. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т. Независимый газовый разряд, возбуждающий непрерывные CO_2 -лазеры. — УФН, 1977, т. 122, вып. 3.
3. Инжекционная газовая электроника/Ю. И. Бычков, Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц и др. Новосибирск: Наука, 1982.
4. Vedenov A. A., Napartovich A. P., Ulyanov K. N. Cathode fall in the externally sustained glow discharge in the presence of the emission. — In: Intern. conf. on phenomena in ionized gases, 11 th. Prague, 1973, v. 1.
5. Захаров В. В., Каришников А. А., Чехунов Е. В. Объемный газовый разряд в азоте со стационарной внешней ионизацией. — ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 9.
6. Thomson J. J., Thomson G. P. Conduction of electricity through gases. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1928, v. 1.
7. Ward A. L. Effect of space charge in cold-cathode gas discharges. — Phys. Rev., 1958, v. 112, N 6.
8. Грановский В. Л. Электрический ток в газах. М.: Наука, 1971.
9. Francis G. Low pressure glow discharge. — In: Handbuch der Physik. Berlin: Springer, 1956, Bd 22.
10. Энгель А. Пониженные газы. М.: Физматгиз, 1959.
11. Андреев В. Д. Исследование механизма возникновения катодного пятна нестационарной дуги низкого давления. Автореф. канд. дис. М.: ВЭИ имени В. И. Ленина, 1949.
12. Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. Образование новых эмиссионных центров на катоде в процессе коммутации электрического тока в вакууме. — ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 12.
13. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.—Л.: ГИТТЛ, 1952.
14. Лопанцева Г. Б., Паль А. Ф. и др. Исследование стационарного и импульсного самостоятельного разряда в азоте при повышенных значениях тока электронного пучка. — Физика плазмы, 1979, т. 5, вып. 5.
15. Паль А. Ф. Экспериментальное исследование квазистационарного и импульсного самостоятельного разряда, контролируемого электронным пучком, в смесях молекулярных и благородных газов. Автореф. канд. дис. М.: НИИЯФ МГУ, 1979.

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.

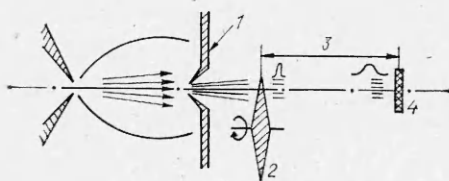


Рис. 1.