

5
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р

И Я Ф 8 - 72

В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин,

А.И.Яснецкий

ИЗМЕРЕНИЕ СВЕРХНИЗКИХ ДАВЛЕНИЙ
В ВАКУУМНЫХ СИСТЕМАХ ПО ВРЕМЕНИ
УДЕРЖАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЛОВУШКЕ
С МАГНИТНЫМИ ПРОБКАМИ

Новосибирск

1972

АННОТАЦИЯ

Обосновывается возможность широкодиапазонного измерения давлений в вакуумных системах по времени удержания электронов в ловушке с магнитными пробками. Приводятся структурная схема измерения и экспериментальные данные, полученные при работе на магнитной ловушке.

Измеряется время удержания электронов в ловушке с магнитными пробками. Приводятся структурная схема измерения и экспериментальные данные, полученные при работе на магнитной ловушке.

Как это следует из рисунков 1 и 2, экспериментальные данные (рис. 1, 2) работ в ловушке с магнитными пробками могут использоваться для измерения времени удержания электронов в ловушке с магнитными пробками. Приводятся структурная схема измерения и экспериментальные данные, полученные при работе на магнитной ловушке.

Зарядовая частица, попавшая в такую ловушку, многократно отражается от электродов, при этом время удержания электронов (рис. 1). Если магнитное поле в ловушке в некоторой степени (рис. 1, 2, 3, 4), при которой частицы сканируются, то время удержания электронов в ловушке, то время удержания электронов в ловушке с магнитными пробками может использоваться для измерения времени удержания электронов в ловушке с магнитными пробками.

Время удержания электронов в ловушке с магнитными пробками (рис. 1, 2, 3, 4) может использоваться для измерения времени удержания электронов в ловушке с магнитными пробками.

Измеряя это время на выходе электронов в торам магнитной ловушки, можно определить величину давления в вакуумной системе. Для этого требуется реализовать способ измерения времени удержания электронов в ловушке с магнитными пробками (рис. 1, 2).

Приведенная структурная схема измерения времени удержания электронов в ловушке с магнитными пробками (рис. 1, 2) может использоваться для измерения времени удержания электронов в ловушке с магнитными пробками.

1. Введение

Предлагаемый метод /1/ при своем осуществлении может решить вопрос о точном и надежном измерении давлений в высоковакуумных системах, причём все факторы, искажающие показания и вредно влияющие на качество измерений в других случаях, отсутствуют в предлагаемом методе. Это даёт возможность применять предлагаемый способ для точных измерений сверхнизких давлений, а также в метрологических целях.

2. Принцип действия

Измерение вакуума в предлагаемом способе производится по времени удержания электронов, захваченных в ловушку с магнитными пробками /2/.

Как это следует из теоретических /3/ и экспериментальных /4/, /5/, /6/ работ в ловушке с магнитными пробками могут удерживаться заряженные частицы, угол наклона траекторий которых к направлению магнитных силовых линий больше некоторой определенной величины.

Заряженная частица, захваченная в такую ловушку, многократно отражается от областей, где магнитное поле имеет максимум (рис.1). Если магнитное поле больше некоторой величины $H_{кр}$ (/4/, /5/, /7/), при которой начинают сказываться эффекты, связанные с несохранением адиабатического инварианта-магнитного момента частицы в ловушке, то выход частицы из магнитной ловушки может происходить только в результате рассеяния на молекулах остаточного газа.

Время этого выхода обратно пропорционально числу рассеивающих центров, т.е. давлению остаточного газа (/3/, /5/, /8/).

Измеряя это время по выходу электронов в торцы магнитной ловушки, можно определять величину давления в вакуумной системе. Как пример устройства, реализующего предлагаемый метод, приведем схему рис.2.

Прибор, схематически показанный на рис.2, состоит из камеры (1), присоединенной к объёму (2), в котором измеряется

17/, а $J(t)$ - значение тока в момент t . Время $\bar{\tau}$ является наиболее объективной характеристикой рассеяния, но для целей измерения требует дополнительных решающих устройств.

За полное время жизни T_n электронов в магнитной ловушке (это время полного исчезновения сигнала на осциллографе /23/ происходит почти полная потеря энергии при упругих и неупругих соударениях с молекулами остаточного газа. Поэтому можно ввести поглощающий коэффициент

$$\psi = N \bar{m} \rho \bar{V} T_n$$

Отсюда

$$T_n = \frac{1}{N \bar{m}} \cdot \frac{\psi}{\bar{V}} \cdot \rho^{-1}$$

где

$$N = 3,5 \cdot 10^{16} \frac{\text{мол}}{\text{см}^3} \text{ при } 1 \text{ тор}$$

\bar{m} - средняя масса молекул остаточного газа,

\bar{V} - средняя скорость электрона за время и

ρ - давление в тор.

3. Сравнение предлагаемого метода с существующими

Современные ионизационные манометры с магнитным полем и без него (как с накаливаемым катодом, так и с холодным, как магнетронного, так и инверсно-магнетронного типов) обладают рядом существенных недостатков, которые в предлагаемом способе либо совершенно отсутствуют, либо влияние их на измерение снижено во много раз, а именно:

1) Для манометров с накаливаемым катодом существенное значение имеет собственное откачивающее действие прибора, а также нестабильности его работы, связанные с приобретением электронами больших случайных энергий, вследствие паразитной

генерации, /11/, /12/, /13/. Электронные колебания в междуэлектродном пространстве могут приводить к попаданию части электронов на коллектор, что сильно искажает результаты измерений. Попадание же их на колбу сильно изменяет чувствительность прибора.

Ионный ток приборов с накаленным катодом в магнитном поле сильно зависит от тока эмиссии, последний невозможно измерить при включенном магнитном поле. Процессы, происходящие на горячем катоде приводят к флуктуациям тока эмиссии, снижая точность измерений.

На точность измерения всех приборов этого типа оказывают влияние паразитные фототоки коллектора. Так, по оценке, приведенной в вышеупомянутом докладе Лафферти, фототок равен ионному току при давлении $6 \cdot 10^{-15}$ тор, что говорит о том, что точные измерения таким прибором (а он оценивается специалистами как один из самых чувствительных и надежных) могут быть выполнены лишь при $5 \cdot 10^{-13}$ тор, где ошибка равна 1%).

На чувствительность таких приборов сильное влияние оказывают малые изменения междуэлектродных расстояний.

Приборы с накаливаемым катодом обладают также собственным откачивающим действием за счет ионной откачки (Измерение давления в вакуумных системах, докл. Редхеда и Шварца из сб. совр. вак. техн. /12/).

2) Магнитные ионизационные манометры с холодным катодом также обладают рядом существенных недостатков, которых нет в предлагаемом способе.

Все они обладают некоторой величиной тока автоэлектронной эмиссии, которая является одним из факторов, определяющих нижний предел измерения /13/, /14/.

Нижний предел измерений ограничен нестабильностями газового разряда при низких давлениях, за счет нестабильности эмиссии холодного катода и скачков ионного тока, возникающими по причине искажения распределения потенциала между катодом и анодом /14/.

Верхний предел измерений по давлению ограничен соотношением между балластным сопротивлением R_g в измеритель-

ной цепи и сопротивлением разрядного промежутка /15/. Скорость собственной откачки манометров с холодным катодом значительно выше, чем термоэлектронных манометров.

В работе магнитных манометров с холодным катодом наблюдаются скачки зависимости тока разряда от давления, которые нельзя не предсказать, ни стабилизировать, их величина достигает 5-10%, а иногда 20-30% /12/.

Большая неточность градуировки, высокая быстрота собственной откачки прибора и нестабильность зажигания разряда при низких давлениях приводят к тому, что точное измерение давления магнитными манометрами с холодным катодом в области сверхвысокого вакуума становится невозможным /12/.

Перечисленные в п.1 недостатки либо полностью отсутствуют в предлагаемом изобретении, либо выражены во много раз слабее по следующим причинам:

1) Время удержания электронов при достаточно малых токах эмиссии инжектора совершенно не зависит от последних. Если в объём инжектировано достаточно малое количество электронов, чтобы можно было пренебречь их взаимодействием между собой, то выходить из рабочего объёма они будут почти исключительно за счёт рассеяния, упругого и неупругого, на остаточном газе. Флуктуации тока эмиссии не влияют на точность измерений.

2) Время удержания электронов почти не критично и малым смещениям электродов.

3) Фототоки принципиально не оказывают никакого влияния на работу прибора. Если рентгеновское излучение от электронов, проходящих на коллектор и выбивает фотоэлектроны из стенок камеры, как электродов, то они не могут быть захвачены в ловушку, так как для этого необходимо какое-либо быстрое измерение электрического напряжения на электроде, служащем для захвата, а поскольку после захвата напряжения на электродах системы отсутствуют (они подаются только кратковременными импульсами в момент захвата), то захвата в объём и не может произойти.

4) Эффект ионной откачки либо совсем отсутствует при очень малых энергиях, инжектируемых электронов (малые напря-

жения на инжекторе), либо его влияние снижено во много раз, по сравнению с приборами ионизационного типа, так как во всех ионизационных приборах эмитируются в объём во все время измерения, в то время, как в предлагаемом приборе незначительный заряд, входящий в объём в момент захвата электронов в ловушку не может вызвать сколько-нибудь существенной ионизации остаточного газа.

При экспериментах на нашей установке при давлении 10^{-9} тор, близком к предельно достижимому $5 \cdot 10^{-10}$ тор эффект собственной откачки не наблюдался даже при инъекции в объём зарядов, в несколько десятков раз превышающих необходимые для чёткой регистрации процесса выхода электронов из ловушки. При снижении напряжения инъекции ниже потенциала ионизации возможно осуществлять измерения только по упругому рассеянию и принципиально устранить ионную откачку. Особенно это полезно при измерении предельно низких давлений, когда для уменьшения времени удержания, в целях снижения времени измерения целесообразно снизить энергию инжектированных в объём электронов.

5) Поскольку в объём инжектируются незначительные заряды, исключаются появление каких-либо коллективных процессов, а на электродах после инъекции отсутствуют напряжения, то исключена возможность паразитной генерации, о которой говорилось выше, и которая существенно снижает точность измерений и меняет чувствительность прибора.

6) Токи автоэлектронной эмиссии, влияние которых существенно в магниторазрядных приборах с холодным катодом, отсутствуют в предлагаемом приборе.

7) Ограничения по нижнему пределу измерений, для магниторазрядных приборов, связанные с нестабильностями разряда в магнитном поле и неконтролируемыми скачками зависимости тока от давления в предлагаемом изобретении, принципиально отсутствуют.

Кроме вышеперечисленного отметим:

1) Прибор имеет широкий диапазон измерений, который можно оценить от 10^{-2} - 10^{-3} - 10^{-4} тор до величин, составляющих 10^{-12} - 10^{-14} тор.

Единственными принципиальными ограничениями его точности и измерений могут быть процессы выхода электрона из ловушки, связанные 1) с несохранением адиабатического инварианта, 2) с магнитотормозным излучением электронов в магнитном поле. Рассмотрим более подробно эти факторы.

1. Несохранение адиабатического инварианта имеет место в неоднородном магнитном поле, если характерный размер неоднородности сравним с расстоянием, проходимым электроном за один ларморовский оборот.

Как показывают теоретические и экспериментальные работы (/16/, /17/, /4/, /5/, /7/, /18/). При значениях магнитного поля, больших некоторого критического значения $H_{кр}$. время удержания не зависит от величины магнитного поля и адиабатический инвариант M сохраняется вечно при отсутствии рассеяния на газе, при условии, что геометрия магнитного поля идеально аксиально-симметрична.

Оценки экспериментальных данных показывают, что при соотношении $\rho_\lambda/R < 0,04$ ($\rho_\lambda = \frac{mcV}{eH}$ - радиус окружности, по которой вращается электрон в магнитном поле) частицы удерживаются в объеме ловушки вечно, (R - радиус кривизны магнитной силовой линии). Если электроны инжектированы так, что их траектория охватывает ось симметрии ловушки, то эффекты неадиабатичности не будут сказываться вообще на выход электронов из ловушки, как это и подтверждается теоретическими и экспериментальными исследованиями /19/, /20/, /18/.

Влияние магнитотормозного излучения рассмотрено в /21/, /22/.

Магнитотормозное излучение возникает при движении заряженной частицы в магнитном поле и приводит, кроме уменьшения энергии, к уменьшению угла между векторами скорости электрона и магнитного поля, что ведет к выходу электрона в конус потерь и уменьшению времени удержания за счет уменьшения энергии. Согласно оценкам, приведенным в вышеупомянутых работах, время выхода электронов из ловушки имеет величину порядка

$$510 \frac{1}{H^2 \text{ кгс}} \text{ сек.}$$

Так при $H = 0,1$ кгс, что должно считаться типичной величиной при сильно уменьшенных по сравнению с экспериментальным макетом габаритах и энергиях инжектируемых электронов порядка нескольких сот электронвольт это время составит величину порядка $\frac{510}{0,1^2} = 51000$ сек, что на несколько порядков превышает время измерения.

Малость влияния вышеуказанных факторов на измерения, а также абсолютный характер измерения, делает его полезным для качественной калибровки ионизационных манометров других типов, для различных метрологических целей, для измерения давлений в космических средах, а также в разреженных плазменных средах.

Отметим также, что снижая энергию электронов, можно добиться существенного снижения времени удержания электронов, что важно при измерении сверхнизких давлений $\sim 10^{-12}-10^{-14}$ тор.

4. Экспериментальные результаты

В ходе экспериментов на ловушке, описанных в /6/, /7/ и др. работах были произведены измерения, показывающие возможности предлагаемого метода.

В табл.1 приведены результаты измерений по T_n при энергии электронов $U = 9,6$ кв, максимальной величине магнитного поля пробки 600 эрстед и пробочном отношении 2,5. В таблице сравниваются показания приборов ЛМ-2, манометра Альперта ИМ11Н и измерение вакуума по предлагаемому методу.

При этом давление в системе по времени удержания рассчитывалось по формуле /8/

$$P_{\text{тор}} = 8 \cdot 10^{-14} \cdot \frac{U^{3/2}}{T e n \frac{U}{270}}$$

где U - энергия электронов в электрон-вольтах

T - время удержания - в секундах

P - давление в мм.рт.ст.

Т а б л и ц а 1.

Зависимость времени жизни электронов в магнитной ловушке от давления $U = 9,6$ кэв; $H = 480$ эрст.

	ЛМ-2	ИМ-11Н	$T_{псек}$	$P = f(T_{п})_{тор}$
1	10^{-4}	$6 \cdot 10^{-5}$	$0,2 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}
2	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$0,7 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-5}$
3	10^{-5}	10^{-5}	$2 \cdot 10^{-3}$	10^{-5}
4	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$
5	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$14 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$
6	$2 \cdot 10^{-7}$	10^{-7}	0,2	10^{-7}
7		$2 \cdot 10^{-8}$	1,1	$2 \cdot 10^{-8}$
8		10^{-9}	22	10^{-9}
9		$6 \cdot 10^{-10}$	110	$2 \cdot 10^{-10}$

Как видно из табл. 1 при давлении 10^{-5} тор показания манометра Альперта (ИМ-11Н) начинают отличаться от ЛМ-2 и от давления, полученного из измерений времени жизни электронов в магнитной ловушке. Это, по-видимому, можно объяснить действием пространственного заряда возле тонкого коллектора.

При давлении 10^{-7} тор начинает сказываться действие фототока в манометре ЛМ-2. Фототок проявляется и в манометре Альперта (ИМ-11Н) при давлении в системе $\sim 10^{-10}$ тор.

З а к л ю ч е н и е

Резюмируя все вышесказанное, отметим, что предлагаемый метод обладает существенными преимуществами перед приборами ионизационного типа, заключающемся в независимости измерений

от паразитных фототоков и токов автоэлектронной эмиссии, независимости измерений от флуктуаций тока эмиссии катода, отсутствия паразитной генерации и её влияния на точность и чувствительность прибора, отсутствия газоразрядных нестабильностей, резком ослаблении или даже полном устранении собственной откачки прибора, а также обладает рядом достоинств, выражающихся в гораздо более широком диапазоне измерений, более высоком предельном вакууме, удобством применения для градуировки других приборов и в других метрологических целях, высокой точностью измерений, принципиальной возможностью измерять вакуум по упругому рассеянию, возможностью измерения вакуума в космических и плазменных средах, что в общей совокупности и показывает, что предлагаемый прибор создает новые положительные эффекты по сравнению с приборами, основанными на ионизационных явлениях.

Наиболее кратко положительные эффекты характеризуются отсутствием паразитных токов, нестабильностей в работе, резким ослаблением собственной откачки, понижением предельно низкого измеряемого вакуума, расширением диапазона, возможностью измерять вакуум в космических и плазменных средах, повышением точности измерений.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, И.А.Годник, А.Н.Дубинина, В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, Б.В.Чириков, В.И.Юрченко, Ю.Н.Юдин, А.Н.Яснецкий. Электронный широкодиапазонный вакууметр. Положительное решение по заявке № 1163682/26-10 от 3.03.1971г.
2. Л.А.Арцимович. Управляемые термоядерные реакции.
3. Г.И.Будкер. Термоядерные реакции в системе с магнитными пробками. К вопросу о непосредственном преобразовании ядерной энергии в электрическую. В сб.Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.
4. С.Н.Родионов. Атомная энергия, 1959, 6, № 6, 623.
5. *G. Gibson, W.C. Jordan, E.J. Laue, Phys. Fluids, 1963, 6, 116*
6. А.Н.Дубинина, Л.Я.Трайнин, Б.В.Чириков. ЖЭТФ, 49, 373, 1965 г.
7. В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, В.И.Юрченко, А.И.Яснецкий. ЖЭТФ, т.55, вып.1(7), 1, 1968.
8. Джадд, Макдональд, Розенблют. *End Leakage Losses from the Mitox Machine. Препринт 289, 1955*
Препринт 289, 1955.
9. А.Н.Дубинина, В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, Б.В.Чириков. Магнитная ловушка с внешней инжекцией электронов. Отчет Института ядерной физики Сибирского отделения АН СССР, 1965 г.
10. В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, В.И.Юрченко, А.Н.Яснецкий. Оценка влияния ионизационных потерь на выход электронов из ловушки с магнитными пробками. ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1967 г.
11. Современная вакуумная техника "ИЛ" 1963, Лафферти, с.154, Редхед, с.163.
12. Лекк. Измерение давления в вакуумных системах. "Мир", М., 1966.

14. Г.А.Востров, Л.Н.Розанов. Вакууметры, Л., 1967.
15. Д.В.Сивухин. Дрейфовая теория движения заряженных частиц в электромагнитных полях в сб.Вопросы теории плазмы, т.1, Госатомиздат, М., 1963 г.).
16. П.Н.Колмогоров, ДАН, 98, 527, 1954.
17. В.И.Арнольд УМН, 18, 91, 1963.
18. В.М.Балебанов, Н.Н.Семашко. Время жизни отдельных заряженных частиц в магнитной ловушке с пробками ИАЭ, М., 1966.
19. А.И.Морозов, Л.С.Соловьев. Движение заряженных частиц в электромагнитных полях в сб.Вопросы теории плазмы, т.2, М. (1963г.).
20. В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, В.И.Юрченко, А.Н.Яснецкий. Эксперименты по удержанию в ловушке с магнитными пробками электронов, траектории которых охватывают ось.
21. *G. Gibson, E.J. Laue, Phys. Rev. V. 117, No 5, 1188, 1960*
22. Л.Я.Трайнин. Оценка влияния магнитотормозного излучения на выход электронов из ловушки с магнитными пробками. ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1966 г.
23. В.Г.Пономаренко, Л.Я.Трайнин, В.И.Юрченко, А.Н.Яснецкий. Оценка влияния ионизационных потерь за время удержания электронов, захваченных в ловушку с магнитными пробками, ИЯФ СО АН СССР, 1967 г.

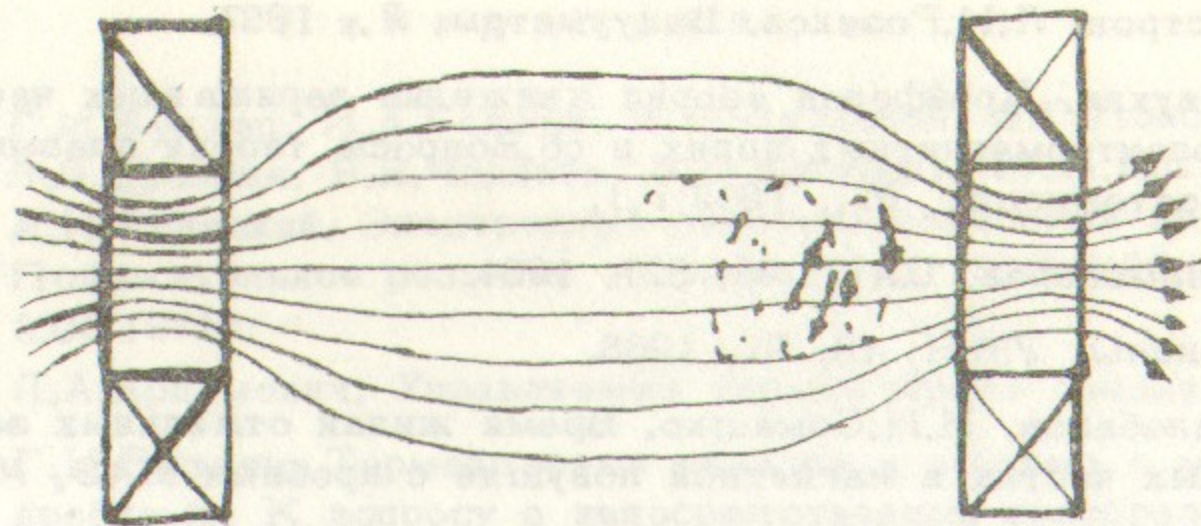


Рис.1. Движение электрона в ловушке с магнитными пробками.

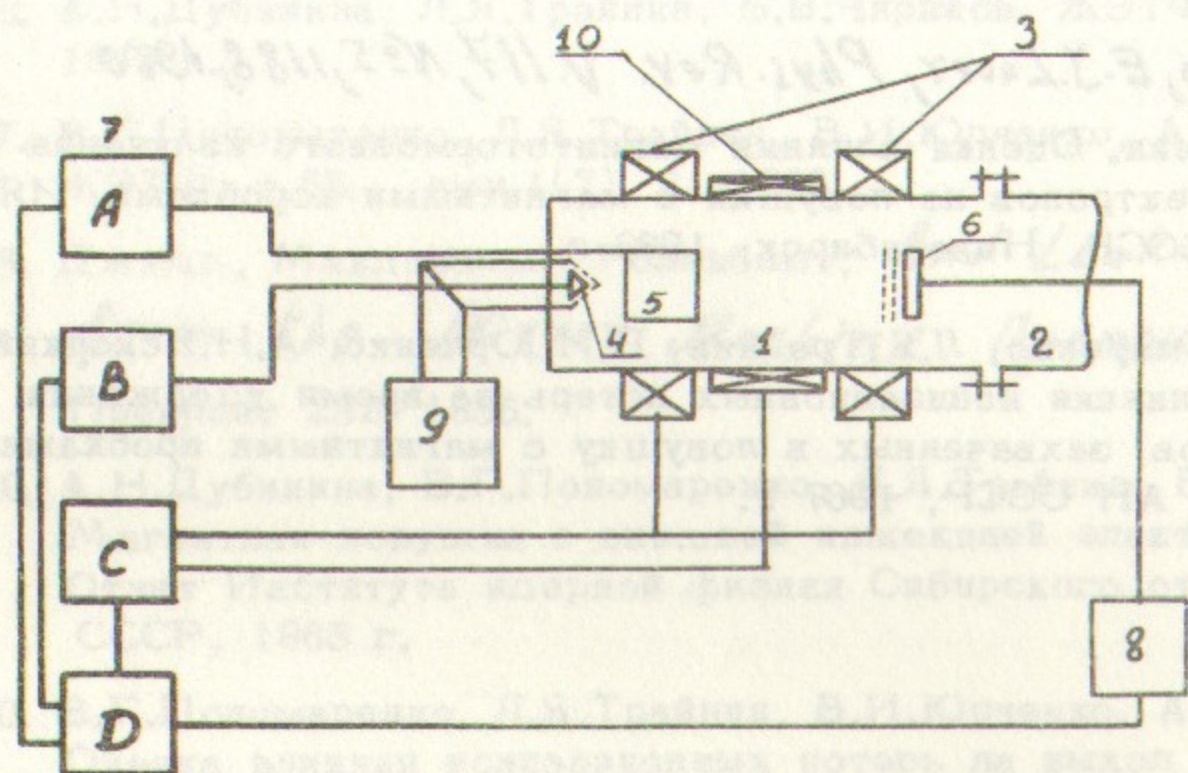


Рис.2. Структурная схема прибора, реализующая предлагаемый способ.

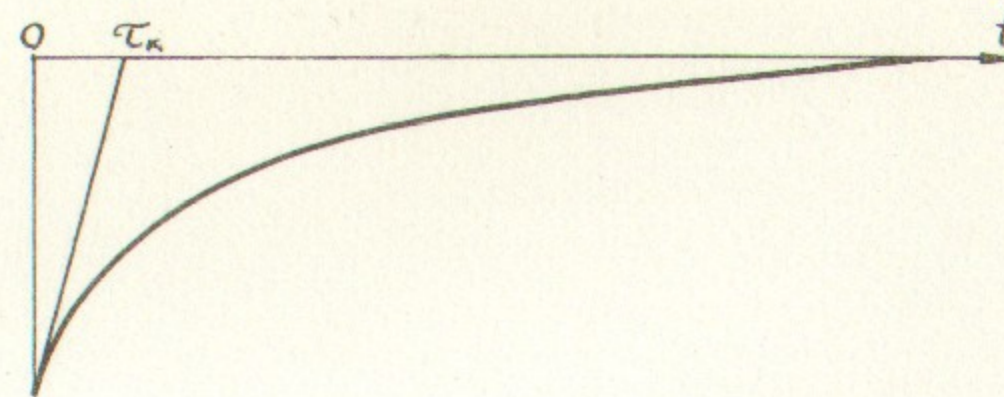


Рис.3. Вид осциллограмм тока коллектора.

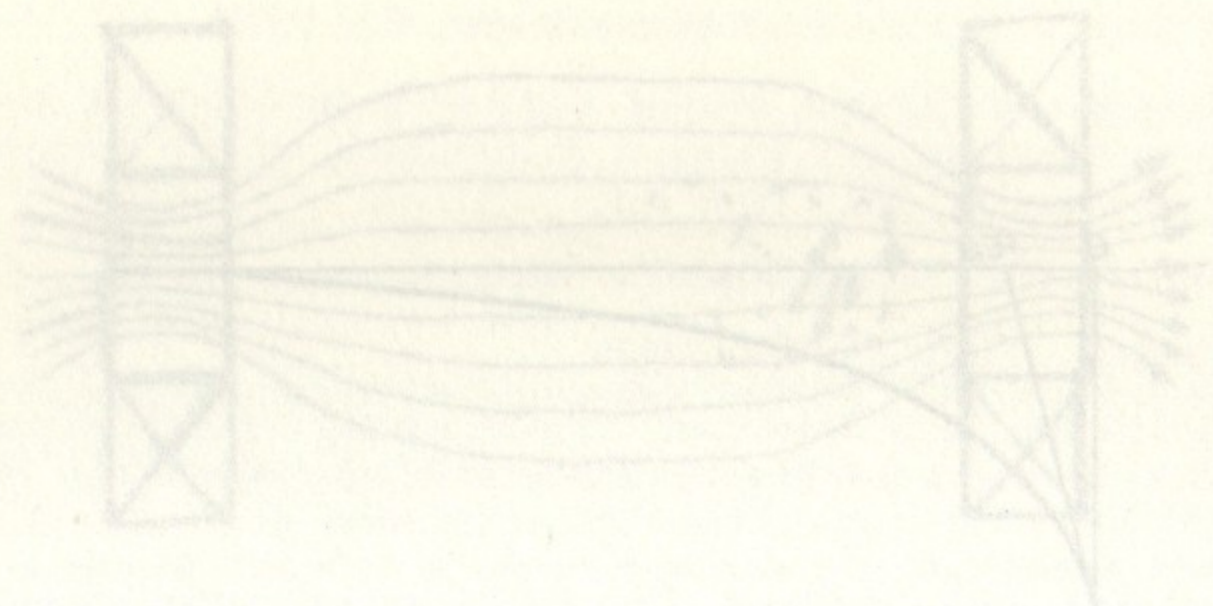


Рис. 1. Двухканальная оптоволоконная линия с магнитными пробками.

Рис. 2. Вид оптического тока коллатера.

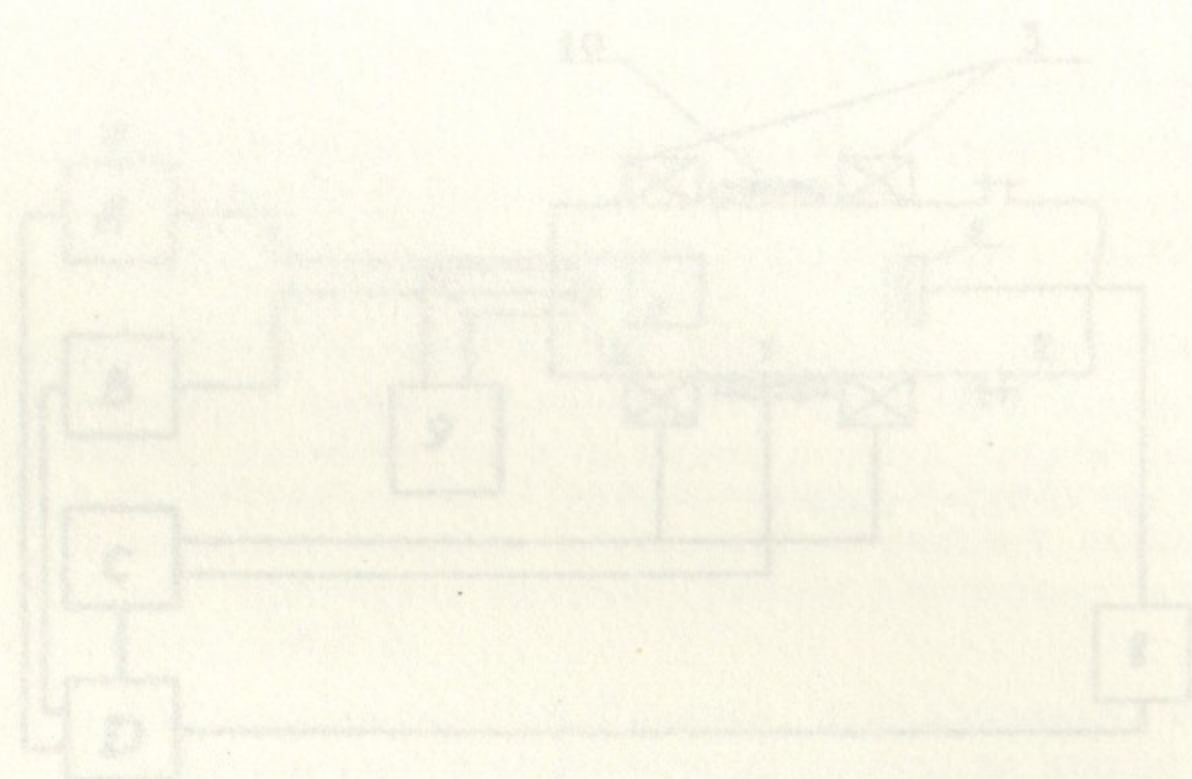


Рис. 3. Структурная схема пробки, оптоволоконная пробка.

Ответственный за выпуск В.Г. Пономаренко
 Подписано к печати 4.02.72. МН 10147
 Усл. 1,3 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
 Заказ № 8 . ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР, нв.