

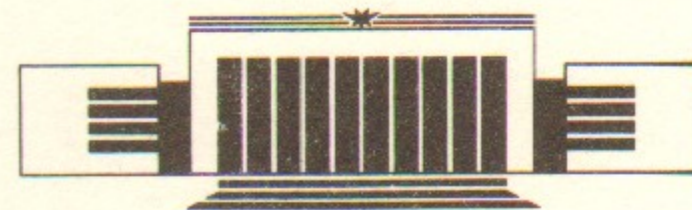


41  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

**В.В. Чикунов**

**РАЗВИТИЕ МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
УГЛОВОГО РАЗБРОСА ЗАМАГНИЧЕННОГО РЭП  
ПО ЕГО ПРОХОЖДЕНИЮ  
В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ**

**ПРЕПРИНТ 87-84**



**НОВОСИБИРСК**



## 1. ВВЕДЕНИЕ

Нагрев плазмы в многопробочной открытой ловушке предполагается осуществлять сильноточными релятивистскими электронными пучками (РЭП) микросекундной длительности с большим энергосодержанием [1]. В экспериментах по генерации таких пучков в плоских диодах в продольном магнитном поле ( $H_0 \sim 5$  кГс) требуется измерять угловой разброс электронов малой величины ( $\theta_0 \leq 10^\circ$ ). Для решения этой задачи можно применить метод определения углового разброса по закономерностям прохождения электронов пучка в цилиндрическом канале, диаметр которого сравним с ларморовским радиусом электронов. Такой метод использовался в работе [2] для определения углового разброса пучка с  $\theta_0 \geq 10^\circ$  при  $H_0 = 20 - 40$  кГс.

В настоящей работе рассматривается возможность применения этого метода для измерения углового разброса РЭП малой величины ( $\theta_0 < 10^\circ$ ) в более слабом магнитном поле  $H_0 \sim 5$  кГс.<sup>1)</sup> Отметим еще один способ определения углового разброса РЭП в плоском диоде и относительно слабом магнитном поле ( $H_0 \leq 2$  кГс), использующий закономерности прохождения электронов через коллимирующие отверстия, описанный в работе [4]. В экспериментах [4] часть электронов пучка проходила через малое отверстие

<sup>1)</sup> Предполагается измерять угловой разброс пучка, генерируемого в диоде установки У-1, со следующими параметрами: энергия электронов  $E \sim 1$  МэВ,  $I \sim 50$  кА, длительность  $\tau \sim 5$  нс, плотность тока  $j_b \sim 0,1$  кА/см<sup>2</sup> [3].



(почти точечное) и попадала на коллектор, разделенный на концентрические кольца. Коллектор располагался от отверстия на расстоянии, много меньшем шага ларморовской спирали, так что влиянием магнитного поля на траекторию электронов между отверстием и коллектором можно было пренебречь. Этот метод, однако, трудно применить для измерения малого углового разброса.

## 2. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ДАТЧИКА

Сущность метода заключается в следующем. Коллимирующий цилиндрический канал (в дальнейшем — коллиматор) с диаметром  $\varnothing_k$  и длиной  $l_k$  помещается в продольное магнитное поле. Часть электронов, влетающих в коллиматор, из-за наличия у них углового разброса поглощается в его боковых стенках. Сравнивая токи электронов, входящих в коллиматор ( $I_0$ ) и прошедших через него ( $I_n$ ), можно определить величину углового разброса<sup>\*</sup>. Численно эту величину по соотношению токов  $I_0$  и  $I_n$  можно найти с помощью формул (5.1—5.5) работы [2]. Эти формулы получены из результатов расчетов [5] прохождения замагниченных заряженных частиц с равновероятными начальными фазами вращения по ларморовской окружности через цилиндрическое отверстие произвольных размеров в полностью поглощающем экране. В экспериментах [2], выполненных на установке ИНАР, ларморовский радиус электронов, рассчитанный по полной энергии при  $E=0,8$  МэВ в поле  $H_0=40$  кГс, составлял  $r_L=0,1$  см. Регистрировался ток электронов, прошедших через отверстия диаметром 0,5 мм и длиной от 0,3 до 2,5 мм в коллекторе, сделанном из тантала и графита. При меньшей величине магнитного поля  $H_0=5$  кГс (на установке У-1) ларморовский радиус достигает  $r_L \simeq 1$  см. Это позволяет увеличить геометрические размеры коллиматора — его диаметр и длину. На рис. 1 приведены расчетные кривые пропускания тока  $T(l_k) = I_n/I_0$ , вычисленные для  $\varnothing_k=1-20$  мм,  $H_0=5$  кГс,  $E=0,8$  МэВ. Сплошная линия —  $\theta_0=5^\circ$ , штриховая —  $\theta_0=10^\circ$  (функция распределения предполагается гауссовой и  $\theta_0$  — среднеквадратичный угол рассеяния). Кривые пропускания  $\theta_0=5^\circ$ ,  $\varnothing_k=3$  мм и  $\theta_0=10^\circ$ ,  $\varnothing_k=6$  мм, а также  $\theta_0=5^\circ$ ,  $\varnothing_k=10$  мм и  $\theta_0=10^\circ$ ,  $\varnothing_k=20$  мм практически совпадают друг с другом.

<sup>\*</sup> Разность этих токов  $I_c = I_0 - I_n$  — ток электронов, осевших на стенку коллиматора.

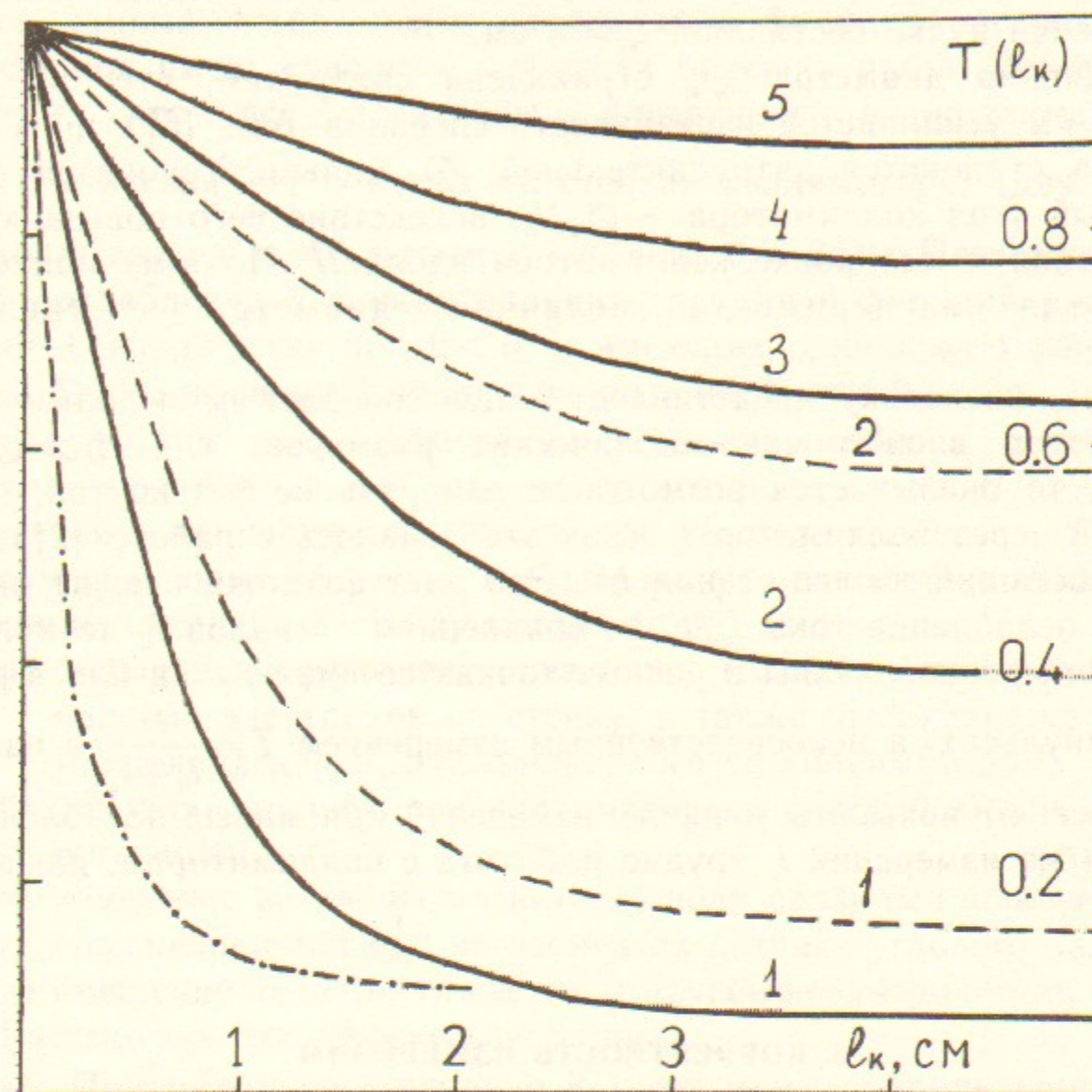


Рис. 1. Зависимость коэффициента пропускания коллиматора  $T(l_k)$  от его длины  $l_k$  для различных диаметров коллиматора и начальных угловых разбросов при  $H_0=5$  кГс:  
 —  $\theta=5^\circ$ ,  $E=0,8$  МэВ,  $\varnothing_k=1$  мм (1), 3 мм (2), 6 мм (3), 10 мм (4) и 20 мм (5);  
 - - -  $\theta=10^\circ$ ,  $E=0,8$  МэВ,  $\varnothing_k=3$  мм (1), 10 мм (2); - · - · -  $\theta=45^\circ$ ,  $E=0,25$  МэВ,  $\varnothing_k=6$  мм.

Для получения максимального ослабления пучка (которое проще регистрировать) необходимо уменьшать диаметр  $\varnothing_k$  и увеличивать длину коллиматора  $l_k$ . При длине коллиматора  $l_k > l_{k0}$  выходной ток  $I_n$  перестает уменьшаться. Это происходит потому, что на этой длине угол прокручивания частиц становится больше  $2\pi$  и все частицы, центр ларморовской окружности которых расположен на расстоянии меньше ее радиуса  $\rho$  от стенки коллиматора, поглощаются в ней ( $l_{k0} = 2\pi r_L \cos \theta_0 \simeq 2\pi r_L$ ,  $\rho = r_L \sin \theta_0$ ). Для



$\theta_0 = 5 \div 10^\circ$ ,  $H_0 = 5$  кГс,  $E = 0,8$  МэВ,  $r_L = 0,8$  см поперечный ларморский радиус равен  $\rho = 0,07 \div 0,14$  см, а длина максимального ослабления пучка составляет  $l_{к0} = 5$  см.

Величина диаметра  $\varnothing_k$  ограничена снизу тем, что: а) при  $\varnothing_k \ll 1$  см усиливается изрезанность сигналов (см. [6]) и их обработка становится затруднительной; б) малым становится собственный угол коллиматора  $\sim \varnothing_k / l_k$ , вследствие чего повышаются требования к юстировке коллиматора вдоль  $H$ . Поэтому приемлемая для эксперимента величина диаметра составляет  $\varnothing_k = 0,5 \div 1$  см.

Итак, поскольку представляется целесообразным использовать коллиматор вполне макроскопических размеров, т. е.  $l_k \gg \varnothing_k \sim \sim 1$  см, то оказывается возможным измерять не только ток, прошедший через коллиматор  $I_n$  (как это делалось в работе [2]), но и ток, осевший на его стенки  $I_c$ <sup>2)</sup>. Это дает возможность: а) определить ослабление тока  $I_n / I_0$  не сравнением сигналов  $I_n$  за коллиматорами разной длины в разных точках сечения пучка или в разных импульсах, а непосредственным измерением  $T = \frac{I_n}{I_n + I_c}$  в одном импульсе; б) повысить точность измерений при малых ослаблениях пучка (без измерения  $I_c$  трудно работать с коллиматором, дающим  $T > 0,9$ ).

### 3. КОРРЕКТНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ

Рассмотрим вопрос о чувствительности выбранного метода к виду функции распределения. В работе [2] угловой разброс электронов (даже при самых тонких фольгах) определялся их рассеянием в фольге, и функция распределения имела гауссовый вид. В экспериментах на установке У-1 не исключена возможность того, что электроны будут приобретать угловой разброс не только в тонкой анодной фольге (для алюминированного лавсана толщиной 10 мкм  $\theta_\phi = 2 \div 3^\circ$ ), но и в процессе ускорения в диоде, поэтому функция распределения не обязательно является гауссовой. Расчеты показывают, что для функции распределения в виде ступеньки ( $f = \text{const}$  при  $\theta \leq \theta_{\text{макс}}$  и  $f = 0$  при  $\theta > \theta_{\text{макс}}$ ,  $\theta_0 = \frac{\theta_{\text{макс}}}{\sqrt{2}}$ ) и для

$\delta$ -функции при  $\theta_0 \leq 10^\circ$  точность восстановления среднеквадратичного угла составляет  $\Delta\theta_0 \leq 1^\circ$ . Некоторое занижение углового разброса данный метод может давать, если функция распределения электронов имеет «хвосты» в области больших углов. Это связано с тем, что все электроны, влетающие в коллиматор с  $\theta_0 > \theta_* = \arcsin\left(\frac{r_k}{r_L}\right)$  оседают на стенках коллиматора, (для радиуса коллиматора  $r_k = 0,3$  см и  $r_L = 0,8$  см  $\theta_* = 22^\circ$ ). Поэтому одинаковое ослабление  $T$  можно получить для двух функций распределения, совпадающих при  $\theta < \theta_*$  и имеющих одинаковую долю частиц с  $\theta > \theta_*$ , но разный среднеквадратичный угол  $\theta_0$ .

Рассмотрим схему измерения углового разброса с помощью коллиматора вблизи оси, где магнитное поле пучка  $H_\varphi$  мало (об измерениях на периферии пучка, где  $H_\varphi$  велико, см. п. 4). Перечислим некоторые эффекты, которые могут приводить к искажению величины сигнала на стенку коллиматора:

- большой коэффициент отражения (альбедо) при малом угле падения электронов на стенку, а также отражение частиц от микроколлектора, расположенного за коллиматором;
  - неколлинеарность оси коллиматора и силовой линии магнитного поля;
  - изменение величины магнитного поля вдоль оси коллиматора;
  - образование плазмы на элементах датчика углового разброса;
  - смещение «центра тяжести» и другие неоднородности пучка.
- Рассмотрим эти эффекты подробнее.

а). При малом угле падения  $\theta$  (угол между направлением движения и стенкой коллиматора) коэффициент отражения электронов от поверхности  $K_{\text{отр}}$  растет при уменьшении  $\theta$  и приведен, например, в работах [7—8]. Кроме того, коэффициент отражения растет с увеличением атомного номера вещества ( $A$ ), поэтому необходимо изготавливать коллиматор из материала с малым  $A$ , например, из графита ( $A = 12$ ). Для алюминия ( $A = 27$ ) при начальной энергии электронов  $E_0 = 0,4 \div 1$  МэВ,  $K_{\text{отр}} \simeq 50\%$  при  $\theta = 15^\circ$  и  $K_{\text{отр}} \simeq 70 - 80\%$  при  $\theta \leq 5^\circ$ . Для графита в том же диапазоне энергии  $K_{\text{отр}} \simeq 40\%$  при  $\theta = 15^\circ$ , для  $\theta \leq 5^\circ$  в указанной литературе данных нет, но по-видимому,  $K_{\text{отр}} \leq 70\%$ . Средняя энергия отраженных частиц  $E_{\text{отр}}$  несколько меньше начальной энергии  $E_0$ . Например, у графита при  $E_0 = 0,4 \div 1$  МэВ и  $\theta = 15^\circ$   $E_{\text{отр}} = (0,6 \div 0,7) E_0$  [7]. Сбор большей части отраженных электронов на стенку коллиматора при указанной величине  $K_{\text{отр}}$  можно, по-видимому, обеспечить увеличением его длины до  $l_k \sim 3l_{к0}$ .

<sup>2)</sup> На эту возможность обратил внимание А.В. Бурдаков.



При плохом качестве боковой поверхности коллиматора (наличии каверн, выбоин) часть электронов после пересечения его геометрической поверхности пролетит дальше. Это явление как бы повышает коэффициент отражения электронов от стенок. Сбор электронов на стенку происходит из слоя толщиной  $\delta = 2\rho \sim 1$  мм, поэтому глубина неоднородностей на поверхности должна быть значительно меньше этой величины. Технологически несложно довести ее до  $\delta \leq 0,05 \div 0,1$  мм.

Отражение электронов от микроколлектора, расположенного за коллиматором, происходит практически изотропно. Коэффициент их отражения в диапазоне энергий  $E_0 = 0,4 \div 1$  МэВ составляет для алюминия  $K_{отр} \sim 10\%$ , а для графита  $K_{отр} \sim 3\%$  [7—9]. Средняя энергия отраженных частиц составляет  $E_{отр} \simeq 0,3E_0$  [7, 9]. При начальной энергии  $E_0 = 0,8$  МэВ средняя энергия отраженных частиц становится равной  $\sim 0,25$  МэВ, а их поперечный лармовский радиус  $\rho_{отр} \sim \frac{r_{L,отр}}{2} \simeq 0,2$  см. При  $\varnothing_k = 0,6$  см, например, практически все отраженные от микроколлектора и попавшие в апертуру коллиматора частицы оседают на его стенку на длине  $l \leq 1$  см (см. штрих-пунктирную кривую пропускания на рис. 1). При токе на стенку  $I_c \leq 0,1I_0$  паразитный сигнал от отраженных частиц может составлять заметную величину по сравнению с полезным сигналом, поэтому необходимо предпринимать специальные меры для его устранения.

Таким образом, коллиматор датчика для измерения углового разброса вблизи оси может быть устроен следующим образом. Коллиматор состоит из трех колец разной толщины, а также входной и выходной диафрагм (рис. 2). Для уменьшения тока  $I_c$ , оседающего на боковую поверхность входной диафрагмы, ее толщину  $\Delta$  на диаметре  $\varnothing = \varnothing_k$  желательно делать минимальной, но все же  $\Delta$  должна быть  $\geq R_0$  ( $R_0$  — экстраполированный пробег электронов в веществе). Поэтому для изготовления диафрагмы необходимо использовать материал с малым  $R_0$ , например, тантал ( $R_0 \sim 0,2$  мм). Однако при  $\Delta = R_0$  несколько процентов электронов проходит через вещество, и при  $\frac{\varnothing_d}{\varnothing_k} \geq 3$  ( $\varnothing_d$  — внешний диаметр диафрагмы) количество частиц, попавших на первое кольцо сквозь диафрагму, может сравниться с числом электронов, оседающих на его боковую поверхность. По этой причине с увеличением диаметра диафрагмы ее толщина должна возрастать (до  $\Delta \geq 3R_0$ ). В то

же время диафрагма не должна быть слишком толстой, чтобы не вызвать искажения магнитного поля за счет скин-эффекта. Первое кольцо должно иметь толщину  $l \sim l_{к0}$  — это основное измерительное кольцо. Оно, в свою очередь, может быть разбито на несколько колец, что позволит измерить распределение по длине тока на стенку  $I_c$ . Второе кольцо, также толщиной  $l \sim l_{к0}$  служит для сбора

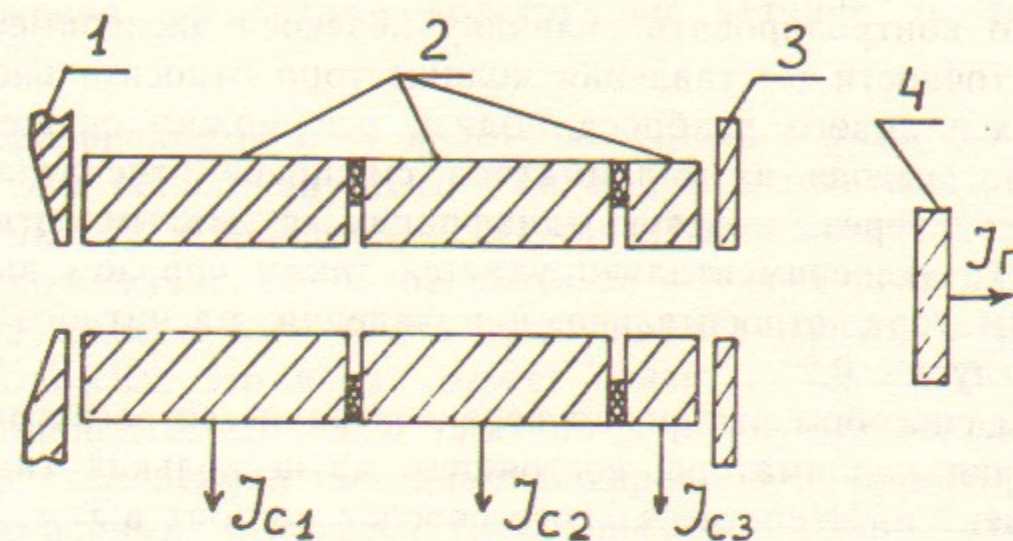


Рис. 2. Схема датчика для измерения углового разброса электронов вблизи оси пучка:  
1 — входная диафрагма; 2 — кольца коллиматора; 3 — выходная диафрагма; 4 — микроколлектор.

электронов, отраженных от боковой поверхности первого кольца. По величине сигнала со второго кольца можно оценить коэффициент отражения электронов. Третье кольцо толщиной  $l \geq 1$  см служит для сбора отраженных от микроколлектора электронов. Выходная диафрагма поглощает отраженные от микроколлектора электроны, летящие вне апертуры коллиматора. Датчик углового разброса помещается за коллектором, поглощающим весь пучок за исключением приосевой его части, которая через отверстие в коллекторе попадает в коллиматор.

б). Несовпадение оси коллиматора и силовой линии магнитного поля  $H_0$  может происходить по нескольким причинам. Механическое крепление коллиматора относительно оси вакуумной камеры осуществляется последовательным соединением нескольких фланцев. Реальная точность изготовления деталей позволяет уменьшить такой перекося до величины  $\leq 0,5^\circ$ . Возможна также некоторая деформация камеры при ее вакуумной откачке. Кроме того, возможно несовпадение осей магнитной и вакуумной систем.

Какой перекося оси коллиматора по отношению к направлению



магнитного поля допустим? Если считать, что паразитный сигнал  $I_{\text{пар}} = j_b \beta l_k \varnothing_k$  от перекося коллиматора на угол  $\beta$  не должен превышать  $\sim 1/3$  тока на стенку  $I_c$  ( $I_c \simeq j_b \pi r \varnothing_k$  для  $r \ll \varnothing_k$ ) вследствие углового разброса частиц, то для  $l_k \simeq 10$  см,  $r \simeq 0,1$  см, угол  $\beta$  должен быть  $\beta \leq \frac{\rho}{l_k} = 0,6^\circ$ . Чтобы выполнить указанное требование, необходимо контролировать величину перекося экспериментально. Контроль точности выставления коллиматора относительно  $H$  при измерениях углового разброса вблизи оси можно осуществлять, измеряя на выходе из коллиматора смещение отпечатка пучка, прошедшего через входную диафрагму с малым отверстием ( $\varnothing \sim 1$  мм). Экспериментально удается таким образом выставить ось коллиматора относительно направления магнитного поля с точностью лучше  $0,2^\circ$ .

Другим способом измерения перекося является регистрация тока на стенки коллиматора, состоящего из нескольких (например, из 4) сегментов. Недостаток этого способа состоит в том, что различие токов может быть следствием пространственной неоднородности электронного пучка. Однако если пространственная неоднородность пучка, вероятнее всего, будет меняться в течение импульса, то разница токов на сегменты из-за перекося коллиматора должна оставаться постоянной.

в). Изменение величины продольного магнитного поля внутри коллиматора  $H_k$ , например, его уменьшение вдоль оси приводит к тому, что часть электронов попадают на стенку коллиматора, даже если они влетают в него на некотором расстоянии  $\Delta r$  от стенки с нулевым угловым разбросом. Это приводит к завышению измеряемого углового разброса. Величина пропускания в этом случае выражается, как  $T = 1 - \frac{\Delta H_k}{H_k} = \left(1 - \frac{\Delta r}{r_k}\right)^2$ , где  $\Delta H_k$  — изменение величины магнитного поля  $H_k$  на длине коллиматора. Величина  $\Delta H_k/H_k$  может быть вычислена по известной геометрии магнитной системы. Расчеты показывают, что на установке У-1 как непосредственно за анодной фольгой, так и после системы сжатия пучка можно найти такие области однородного магнитного поля в которых будет  $\Delta H_k/H_k \leq 5\%$  на длине  $l > l_{k0} = 5$  см. Получающееся при этом пропускание пучка  $T \geq 0,95$  соответствует эффективному угловому разбросу  $\theta_0 \leq 1^\circ$ . Наоборот, усиление магнитного поля вдоль оси коллиматора будет приводить к уменьшению эффективного углового разброса. Контроль этого эффекта можно осуществлять, измеряя

распределение тока на стенку по длине коллиматора (эффект проявляется при удалении от переднего края коллиматора).

Величина  $\Delta H_k/H_k$ , кроме того, может измениться из-за искажения магнитного поля вследствие скин-эффекта. Однако измерения показывают, что в экспериментах на установке У-1 при времени нарастания магнитного поля  $\sim 15$  мс практически не происходит его искажения элементами конструкции датчика (с точностью  $\leq 3\%$ ).

г). Образование плазмы в датчике углового разброса возможно вследствие попадания электронов на его элементы. При энергозапасе пучка на установке У-1  $Q = 50$  кДж плазма как на аноде, так и на коллекторе, расположенном за анодной фольгой, образуется через время  $t = 3 - 4$  мкс после начала импульса [6, 10], а при  $Q = 100$  кДж это время может снизиться до  $t \simeq 2$  мкс. Для предотвращения возможного замыкания между микроколлектором датчика и заземленной выходной диафрагмой коллиматора желательно, во-первых, использовать коллиматор, дающий значительное ослабление тока  $I_p$  (в 2 и более раз). Во-вторых, микроколлектор следует отодвинуть от выходной диафрагмы на расстояние, превышающее диодный зазор, чтобы за время импульса плазма не успела замкнуть этот промежуток.

Электроны попадают также на боковые стенки коллиматора. Однако оценки показывают, что, например, при  $\varnothing_k = 0,6$  см,  $H_0 = 5$  кГс,  $E = 0,8$  МэВ,  $\theta = 5^\circ$  максимальная плотность тока на стенку (вблизи входа в коллиматор) уменьшается в 40 раз по сравнению с плотностью входного тока. В то же время глубина энергосвечения при скользящем падении электронов уменьшается примерно в 2 раза [7] по сравнению с нормальным падением. Это означает, что температура боковой стенки будет расти на порядок медленнее температуры анода. Поэтому, даже если учитывать, что к концу импульса в результате уменьшения диодного напряжения будут возрастать угловой разброс электронов и, соответственно, плотность тока на стенку вблизи входа в коллиматор, можно считать, что, по-видимому, плазма на боковой стенке коллиматора в течение импульса образовываться не будет.

д). Значительное смещение «центра тяжести» пучка или локальное возмущение плотности тока может привести к тому, что на геометрической оси пучка появится азимутальная компонента магнитного поля  $H_\varphi$ . За поглощающим весь пучок анодным коллектором поле  $H_\varphi$  исчезает. Та часть электронов, которая сквозь отверстие в



центре коллектора попадает в датчик углового разброса, проходит через неадиабатический скачок поля  $H_\varphi$  и приобретает угловой разброс  $\theta_{\text{эф}} \sim H_\varphi/H_0$ . Для наглядности рассмотрим простой пример, когда пучок состоит из двух половинок, центры тяжести которых удалены друг от друга на расстояние  $d=10$  см и токи отличаются в 1,5 раза ( $I_1=20$  кА,  $I_2=30$  кА). Поле  $H_\varphi$  на оси составит 400 Гс, а  $\theta_{\text{эф}}=5^\circ$ .

Видно, что рассматриваемый эффект может, в принципе, быть заметным. Следует, однако, учесть, что величина тока  $I_b=50$  кА достигается лишь в конце импульса, и в начале импульса (при  $I_b \sim 10$  кА) этот эффект невелик. Кроме того, в экспериментах не регистрируются значительные крупномасштабные азимутально несимметричные неоднородности пучка [6, 11]. Неоднородности более мелкого масштаба  $\Delta$  (но при  $\Delta \gg \varnothing_k$ ) должны давать еще меньший эффект.

При смещении всего однородного пучка как целого (например, вследствие смещения катода относительно анода) от оси на расстояние  $\Delta \sim 1$  см для  $j_b \simeq 150$  А/см<sup>2</sup> величина  $H_\varphi$  составит 100 Гс, а  $\theta_{\text{эф}} = H_\varphi/H_0 \simeq 1^\circ$ . В этом случае, однако, при оценке  $\theta_{\text{эф}}$  следует учесть помимо  $H_\varphi$  наличие в диоде радиального поля пучка  $E_r$ , также исчезающего на аноде, которое уменьшает величину азимутального дрейфа и, следовательно, величину  $\theta_{\text{эф}}$  в  $1/j^2$  раз, где  $j$  — релятивистский фактор (см., например, [12]).

Существует также вопрос о влиянии на измерение углового разброса мелкомасштабных неоднородностей (см. [6]) с  $\Delta < \varnothing_k$ . Если в каждый момент времени в коллиматор влетает большое количество «струй», то такой пучок эквивалентен однородному. Если же таких «струй» мало, например, одна, то ее движение поперек коллиматора может восприниматься как изменение углового разброса. Например, при движении «струи» от центра к краю коллимирующего отверстия при неизменном входном токе ток на стенку будет возрастать, что эквивалентно увеличению углового разброса. Этот вопрос требует экспериментального изучения, хотя рассмотренная ситуация (с одной «струей») представляется довольно экзотической.

В целом, основываясь на существующей экспериментальной информации о свойствах пучка, можно полагать, что суммарное влияние эффектов, влияющих на корректность измерений (см. пп. «а—д»), может быть снижено, по-видимому, до такой степени, что погрешность измерений углового разброса  $\Delta\theta_0$  составит  $\Delta\theta_0 \ll 1^\circ$ .

#### 4. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВОГО РАЗБРОСА НА ПЕРИФЕРИИ ПУЧКА

Рассмотрим особенности измерения углового разброса на периферии пучка. Если перенести коллиматор диаметром  $\sim 1$  см на радиус  $r_b=5 \div 10$  см, то измерения могут быть корректными, если излом силовой линии магнитного поля при входе ее в коллиматор мал. Это условие может выполняться лишь в начале импульса. С ростом тока пучка излом силовой линии и, соответственно, приобретенный электронами дополнительный угловой разброс будет возрастать. Например, при  $H_0=5$  кГс,  $I=50$  кА,  $r_b=10$  см величина  $\theta_{\text{эф}} = H_\varphi/H_0$  равна  $10^\circ$ . Можно видоизменить схему регистрации так, как показано на рис. 3, а, а именно, измерять оседание электронов на стенки коллиматора большого диаметра (с диаметром

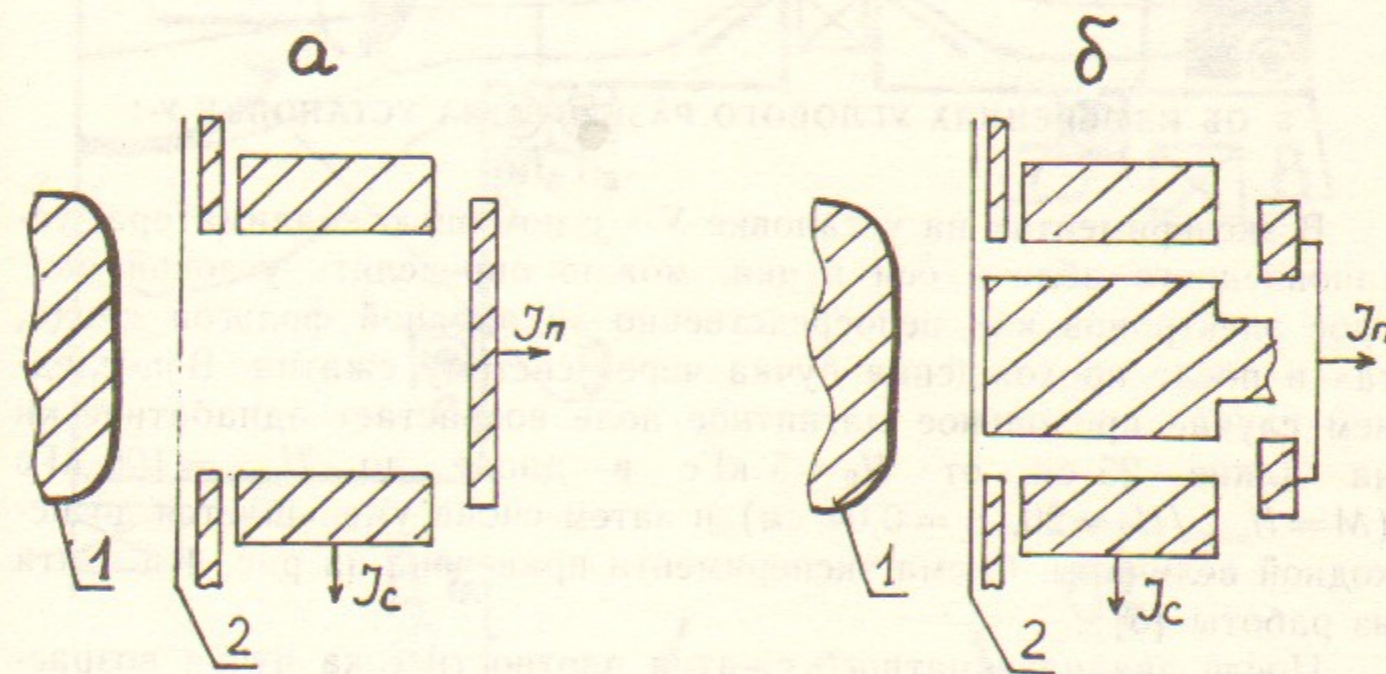


Рис. 3. Схема датчика углового разброса для измерений на периферии пучка: 1 — катод; 2 — анодная фольга.

$\varnothing_k \sim \varnothing_b \gg r_L$ ). В этой схеме излом силовой линии  $H$  при входе ее в коллиматор отсутствует, так как сохраняется величина  $H_\varphi$ . Такая схема применялась в экспериментах, описанных в работе [13], для определения углового разброса электронов кольцевого пучка, генерируемого в магнитно-изолированном диоде. Угловой разброс оценивался по зависимости коэффициента прохождения электронов через коллиматор от величины магнитного поля  $H_0$ .

В экспериментах со сплошным пучком измерения по такой схе-



ме могут привести к ошибке в определении углового разброса при наличии радиальной неоднородности пучка. Эта ошибка связана с тем, что ток  $I_c$  зависит от плотности тока  $j_b$  вблизи стенки (на расстоянии  $\Delta r \ll 2\rho$ ). Поэтому в зависимости от радиального профиля пучка можно получать разную величину  $I_c$  при одинаковом  $I_0$ .

Для уменьшения ошибки можно центральную часть коллиматора закрыть поглощающим экраном — коллектором (рис. 3,б) и измерять ток, прошедший через кольцевую щель шириной  $\Delta$ :  $\rho \ll \Delta \ll r_L$ . Как и в случае с коллиматором малого диаметра, здесь необходимо точно выставить ось датчика вдоль  $H_0$ , наблюдая, например, смещение относительно оси отпечатка пучка после прохождения коллиматора малой длины. Эти измерения могут быть корректными, если центр тяжести пучка не смещен. В противном случае силовые линии поля  $H_\varphi$  пучка могут пересекать стенку щели, что приведет к искажению сигнала

#### 5. ОБ ИЗМЕРЕНИЯХ УГЛОВОГО РАЗБРОСА НА УСТАНОВКЕ У-1

В экспериментах на установке У-1 с помощью коллиматора, установленного вблизи оси пучка, можно определять угловой разброс электронов как непосредственно за анодной фольгой диода, так и после прохождения пучка через систему сжатия. В последнем случае продольное магнитное поле возрастает адиабатически на длине 25 см от  $H_0 = 5$  кГс в диоде до  $H_{\text{макс}} = 100$  кГс ( $M = H_{\text{макс}}/H_0 = 20$ ,  $r_L = 0,04$  см) и затем снова уменьшается до исходной величины. Схема эксперимента приведена на рис. 4 и взята из работы [3].

После двадцатикратного сжатия плотность тока пучка возрастает до  $j_b = 5$  кА/см<sup>2</sup>, энергозапас составляет 100 кДж, диаметр пучка 4 см. Такой пучок предполагается использовать в дальнейшем для нагрева плазмы в соленоиде.

Измерение углового разброса в сжатом пучке путем расположения диагностической аппаратуры непосредственно в пробке магнитного поля затруднительно из-за сильного ее разрушения в каждом импульсе. Кроме того, отражение от этой мишени даже небольшого количества электронов может менять режим работы диода (см. [11]). Удобно поместить датчик углового разброса на выходе системы сжатия в магнитном поле  $H \sim H_0 \sim 5$  кГс. Отметим, что, поскольку через пробку магнитного поля (с  $M = 20$ ) могут

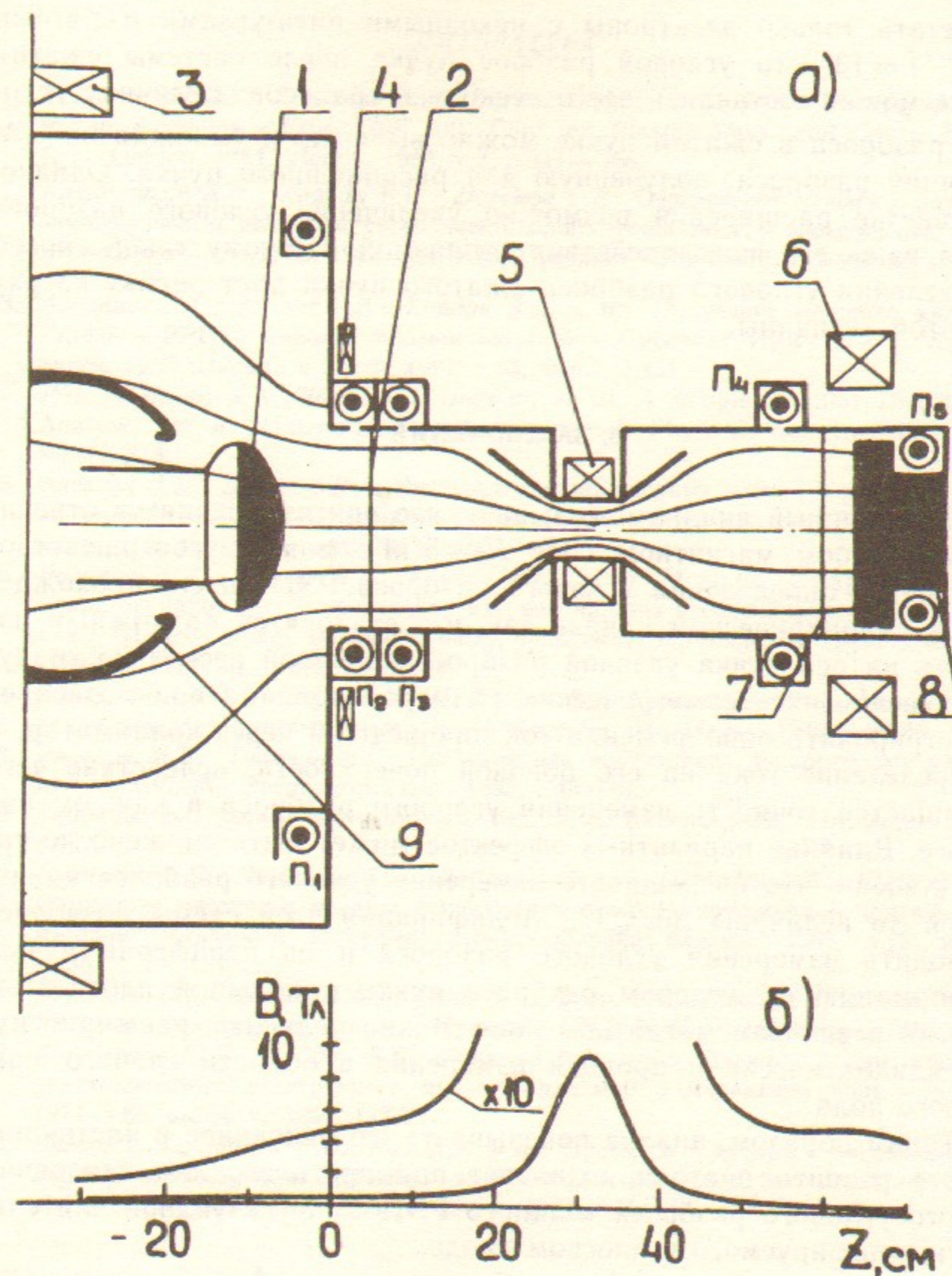


Рис. 4. Схема эксперимента по сжатию пучка:  
а) 1 — графитовый катод; 2 — анодная фольга; 3—6 — катушки, формирующие магнитное поле (тонкие линии — силовые линии магнитного поля); 7 — фольга; 8 — графитовый калориметр; 9 — экранирующий катодный электрод. б) Величина магнитной индукции вдоль оси установки.



пролетать только электроны с исходными питч-углами  $\theta < \arcsin(M^{-1/2}) = 13^\circ$ , то угловой разброс пучка после системы сжатия также может составлять всего несколько градусов. Величину углового разброса в сжатом пучке можно вычислить, умножая на  $\sqrt{M}$  величину разброса, полученную для расширенного пучка. Однако, на участке расширения возможно увеличение углового разброса пучка из-за его взаимодействия с плазмой. Поэтому такой способ определения углового разброса сжатого пучка дает оценку сверху для этой величины.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показывает, что при измерениях в относительно слабом магнитном поле  $H_0 \sim 5$  кГс можно усовершенствовать метод определения углового разброса РЭП по его прохождению в цилиндрическом канале так, что становится возможным измерять на оси пучка угловой разброс величиной несколько градусов. Увеличение геометрических размеров коллиматора позволяет регистрировать одновременно ток, прошедший через коллиматор, и распределение тока на его боковой поверхности, вследствие чего повышается точность измерения углового разброса в каждом импульсе. Влияние паразитных эффектов может быть снижено до такой степени, что погрешность измерения углового разброса уменьшится до величины  $\Delta\theta_0 \leq 1^\circ$ . Модификация этой схемы позволяет проводить измерения углового разброса и на периферии пучка. Информацию об угловом разбросе пучка с большой плотностью энергии в сильном магнитном поле можно получить, расширяя пучок адиабатически и проводя измерения в области слабого магнитного поля.

Таким образом, анализ показывает, что описанное в настоящей работе развитие метода позволяет применять его для измерения малого углового разброса мощного РЭП микросекундной длительности, генерируемого в плоском диоде.

Автор выражает глубокую благодарность А.В. Аржанникову, А.В. Бурдакову, Д.Д. Рютову, Б.А. Князеву, В.С. Койдану, М.А. Щеглову за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Arzhannikov A.V., Breizman B.N., Burdakov A.V. et al. Beam Heating of Plasma in Solenoids.—Proc. 10-th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion Res., London, 1984, Vienna, 1985, v.2, p.347—358.
2. Аржанников А.В., Койдан В.С., Логинов С.В. Определение углового разброса замагниченного релятивистского электронного пучка по его прохождению через микроотверстия.—ПТЭ, 1983, №4, с.36; Препринт ИЯФ 81-10. Новосибирск, 1981.
3. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Получение мощного микросекундного РЭП с высокой плотностью тока.—Препринт ИЯФ 86-177. Новосибирск, 1986; Письма в ЖТФ, 1987, т.13, вып.7, с.431.
4. P.N. de Haan, R.N. Singh, H.J. Hopman et al. A Simple Angular Distribution Analyzer for a Relativistic Electron Beam.—J. Phys. E: Sci. Instrum., 1981, v.14, p.373.
5. Алексин В.Д., Бочаров В.Г. Прохождение заряженных частиц в магнитном поле через отверстия.—Диагностика плазмы. Сб. статей под ред. С.Ю. Лукьянова, вып. 3. М.: Атомиздат, 1973, с.345.
6. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Мощные электронные пучки микросекундной длительности для нагрева плазмы в соленоидах.—В кн.: Доклады III Всес. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Ленинград, 1984. М., 1984, т.1, с.298.
7. Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.М., Ботвин В.А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. М.: Наука, 1972, с.80-88.
8. Рязанов М.И., Тилинин И.С. Исследование поверхности по обратному рассеянию частиц. М.: Энергоатомиздат, 1985, с.43—64.
9. Таблицы физических величин/Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976, с.957.
10. Бурмасов В.С., Воропаев С.Г., Добривский А.Л., Лебедев С.В., Щеглов М.А. Измерение плотности плазмы в вакуумном диоде микросекундой длительности методом оптической интерферометрии.—Физика плазмы, 1986, т.12, вып.4, с.435.
11. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Исследование транспортировки РЭП через магнитную пробку.—Препринт ИЯФ 86-82. Новосибирск, 1986.
12. Абрашитов Ю.И., Койдан В.С., Конюхов В.В. и др. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле.—ЖЭТФ, 1974, т.66, вып.4, с.1324—1337.
13. Бугаев С.П., Зайцев Н.И., Ким А.А. и др. Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов.—В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1981, с.36—61.



*В.В. Чикунов*

**Развитие метода определения  
углового разброса замагниченного РЭП  
по его прохождению  
в цилиндрическом канале**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 30 марта 1987 г.  
Подписано в печать 23.6.1987 г. МН 09218  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,3 печ.л., 1,0 уч.-изд.л.  
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 84

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*