

07  
© 1992 г.ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ  
ДВУХЭЛЕКТРОДНЫХ КЛИНОВИДНЫХ ЗЕРКАЛ  
С ДВУМЕРНЫМ ПОЛЕМ

## II. ЗАКРЫТЫЙ КЛИН

Л. Г. Гликман, Ю. В. Голоскоков, З. Д. Исакова

Исследованы электронно-оптические свойства энергоанализатора с двухэлектродным клиновидным зеркалом, у которого каждый электрод состоит из двух пластин, расположенных на плоскостях, образующих двугранный угол  $\alpha$ . Края пластин второго электрода замкнуты поверхностью кругового цилиндра с осью, расположенной на ребре двугранного угла. Введение замыкающей цилиндрической поверхности дало возможность не только уменьшить габариты энергоанализаторов, но и улучшить их фокусирующие свойства.

Данная работа является продолжением работы [1]. Сохраняются принятые в [1] обозначения. Исследуются электронно-оптические свойства энергоанализатора с двухэлектродным клиновидным зеркалом типа закрытый клин [2]. Пластины электродов зеркала в этом энергоанализаторе лежат на двух полуплоскостях, образующих двугранный угол  $\alpha$ , однако в отличие от открытого клина (рис. 1 работы [1]) пластины электрода 4 замкнуты поверхностью кругового цилиндра с радиусом  $R$ , ось которого совпадает с ребром двугранного угла. Замыкание пластин второго электрода позволяет уменьшить габариты зеркала. Кроме того, появляется дополнительный геометрический параметр  $R$ , влияющий на распределение скалярного потенциала  $\varphi$  в зеркале, подбирая который можно улучшить фокусирующие свойства анализатора. Как и в [1], предполагается, что источник и приемник располагаются на одинаковом расстоянии  $|x_b|$  от ребра двугранного угла  $\alpha$ .

Декартова система координат  $x, y, z$  по-прежнему ориентирована так, что  $\varphi$  не зависит от  $z$ , ось  $z$  совмещена с ребром двугранного угла, а плоскость  $xz$  — со средней плоскостью поля. Распределение электростатического потенциала в рассматриваемом зеркале, найденное методом конформных преобразований, в цилиндрической системе координат  $\rho, \Psi, z$  имеет вид

$$\varphi(\rho, \Psi) = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\pi} \operatorname{arctg} \left\{ \frac{1}{2 \cos k \Psi} \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{a_1}{f(\rho)} - \frac{f(\rho)}{a_1} + 4a_1 f(\rho) \sin^2 k \Psi \right] \right\}, \\ 0 \leq \rho \leq R, \quad -\frac{\alpha}{2} \leq \psi \leq \frac{\alpha}{2}.$$

Здесь

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \Psi = \operatorname{arctg} \frac{y}{x}, \quad k = \frac{\pi}{\alpha},$$

$$f(\rho) = \frac{\rho^k R^k}{R^{2k} - \rho^{2k}}, \quad a_1 = \frac{r_1^k}{2k + 1},$$

где  $r_1 = R_1/R$ ;  $R_1$  — расстояние от ребра двугранного угла до прямых щелей, разделяющих пластины электродов находящихся под потенциалами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  соответственно. При получении этой формулы предполагалось, что ширина щелей, разделяющих пластины электродов, бесконечно мала.

В энергоанализаторах типа открытый клин в каждой из групп  $a$ ,  $b$  и  $v$  фиксированному значению  $\alpha = \alpha_i$  соответствует только одно значение угла падения пучка на зеркало  $\vartheta_0 = \vartheta_{0i}$ , для которого осуществляется стигматичная фокусировка при равенстве нулю  $K_1$  — коэффициента сферической аберрации второго порядка, связанного с углом расходимости пучка в средней плоскости. Проведенные исследования показали, что при  $r_1$ , меньших некоторого критического значения, величина которого зависит от  $\alpha$ ,  $\varphi_2/\varphi_1$ ,  $\vartheta_0$ , электронно-оптические свойства закрытого клина не отличаются от свойств открытого клина. При этом замыкающая цилиндрическая поверхность, не влияя на электронно-оптические свойства, дает возможность уменьшить габариты энергоанализатора. Таким образом, при значениях  $r_1$ , меньших, чем критические, для закрытого и открытого клина существуют одинаковые группы анализаторов. Если  $r_1$  превышает критическое значение, то благодаря воздействию замыкающей цилиндрической поверхности подбором этого параметра удастся изменить свойства энергоанализатора. Можно обеспечить стигматичную фокусировку и равенство нулю  $K_1$  при любом знаке увеличения  $M_b$ , когда значения  $\alpha$  принадлежат тому же интервалу, что и в [1], а источник и приемник расположены вне поля зеркала. При  $K_1 = 0$  для заданных  $\alpha_i$  существуют интервалы значений  $\vartheta_0$ , ограниченные снизу значениями  $\vartheta_{0i}$ , а наибольшие значения  $\vartheta_0$  выбираются, если ограничить величину аберраций энергоанализатора и расстояние от источника и приемника до границы  $x = x_2$  области, занятой полем зеркала.

Из результатов расчета следует, что в энергоанализаторах типа закрытый клин удастся обеспечить наилучшие фокусирующие свойства при большой величине относительной дисперсии по энергии, когда они принадлежат к группе с  $M_b = 1$ , для которой характерно то, что траектория частицы, входящей в поле зеркала параллельно средней плоскости, пересекает эту плоскость два раза. За исключением некоторых частных случаев, указанных в конце работы, дальнейшее изложение относится к этой группе анализаторов. Для трех значений  $\alpha_1 = 20^\circ$ ,  $\alpha_2 = 45^\circ$ ,  $\alpha_3 = 60^\circ$  были найдены условия, при которых осуществляется стигматичная фокусировка и равен нулю коэффициент  $K_1$ . Значения параметра  $\vartheta_0$  при этом принадлежат следующим интервалам:

$$\alpha = \alpha_1, \quad \vartheta_{01} \leq \vartheta_0 \leq 50^\circ, \quad (1)$$

$$\alpha = \alpha_2, \quad \vartheta_{02} \leq \vartheta_0 \leq 50^\circ, \quad (2)$$

$$\alpha = \alpha_3, \quad \vartheta_{03} \leq \vartheta_0 \leq 50^\circ. \quad (3)$$

Нижние границы этих интервалов  $\vartheta_{01} = 13.81^\circ$ ,  $\vartheta_{02} = 15.78^\circ$ ,  $\vartheta_{03} = 16.73^\circ$  соответствуют тем значениям  $\vartheta_0$ , при которых  $K_1 = 0$  в группе  $b$  открытого клина. Параметры одного из анализаторов, принадлежащих к указанной группе, даны в [3]. Электронно-оптические параметры рассматриваемых зеркал типа закрытый клин практически совпадают с параметрами зеркал группы  $b$  открытого клина, если  $r_1 \leq 0.50 R = r_{11}$  при условии (1),  $r_1 \leq 0.24 R = r_{12}$  при условии (2),  $r_1 \leq 0.14 R = r_{13}$  при условии (3).

Для значений  $r_{1i}$  ( $i = 1, 2, 3$ ), являющихся наименьшими из всех критических для каждого  $\alpha_i$  на соответствующем ему интервале изменения  $\vartheta_0$ , при стигматичной

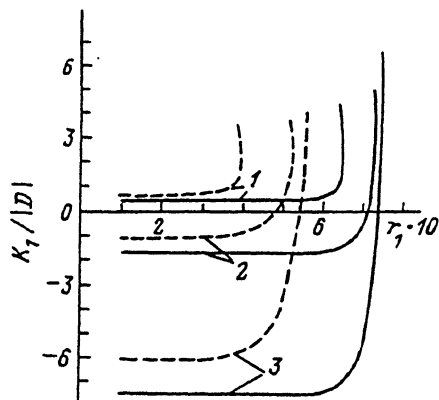
Таблица 1

$\alpha$ , град		$\vartheta_0$ , град					
		18	20	25	30	40	50
20	$r_1$	0.6960	0.7117	0.7313	0.7400	0.7474	0.7504
	$x_0/R$	0.249	0.114	-0.322	-0.857	-2.11	-3.46
	$x_a/R$	0.204	0.208	0.214	0.217	0.219	0.220
	$\varphi_2/\varphi_1$	0.0375	0.0639	0.1377	0.2185	0.3939	0.5752
	$-D/R$	4.22	4.26	4.54	4.94	5.82	6.66
	$K_5R/ D $	11	13	19	26	44	70
	$K_6R^2/ D $	11	10	8.1	7.0	5.9	5.3
	$-M_4R$	1.3	1.1	0.80	0.63	0.45	0.37
45	$r_1$	0.4471	0.4842	0.5256	0.5433	0.5584	0.5645
	$x_0/R$	-0.170	-0.385	-1.08	-1.93	-3.93	-6.08
	$x_a/R$	0.028	0.031	0.033	0.034	0.035	0.036
	$\varphi_2/\varphi_1$	0.0149	0.0451	0.1274	0.2140	0.3954	0.5782
	$-D/R$	6.04	6.43	7.17	7.91	9.39	10.7
	$K_5R/ D $	6.3	7.0	9.3	12	18	27
	$K_6R^2/ D $	4.7	3.7	2.6	2.1	1.5	1.3
	$-M_4R$	0.95	0.77	0.53	0.41	0.30	0.25
60	$r_1$	0.3312	0.3870	0.4422	0.4652	0.4852	0.4945
	$x_0/R$	-0.258	-0.505	-1.28	-2.24	-4.47	-6.79
	$x_a/R$	0.008	0.010	0.011	0.012	0.012	0.012
	$\varphi_2/\varphi_1$	-0.0021	0.0311	0.1200	0.2114	0.3987	0.5847
	$-D/R$	5.87	6.73	7.88	8.83	10.6	12.0
	$K_5R/ D $	5.9	6.1	7.4	8.9	12	15
	$K_6R^2/ D $	4.7	3.2	1.9	1.4	0.93	0.68
	$-M_4R$	1.0	0.75	0.51	0.39	0.32	0.28

фокусировке  $\varphi_2/\varphi_1$  отличается не более чем на  $10^{-4}$ ,  $|D/R_1|$  — на  $10^{-2}$  от величины этих параметров в открытом клине.

Интересно отметить, что для заданных  $\alpha$  и  $\vartheta_0$  существуют предельные наибольшие значения  $r_1(\alpha, \vartheta_0) = r_{1m}$ , при которых еще существуют зеркала,

принадлежащие к рассматриваемой группе. Причина существования этих значений состоит в том, что, когда  $r_1$  приближается к 1, уменьшаются размеры области, где электрическое поле зеркала оказывает фокусирующее действие на пучок заряженных частиц в направлении, перпендикулярном средней плоскости. При заданном  $\alpha$  значение  $r_{1m}$  растет, когда увеличивается  $\vartheta_0$ , а при заданном  $\vartheta_0$  оно уменьшается с ростом  $\alpha$ .

Рис. 1. Зависимость отношения  $K_1/|D|$  от параметра  $r_1$ .

Влияние замыкающей цилиндрической поверхности на величину, обратную удельной дисперсии энергоанализатора, иллюстрирует рис. 1, на котором представлена зависимость  $K_1/|D|$  от  $r_1$  для рассматриваемой группы с  $M_b = 1$  и

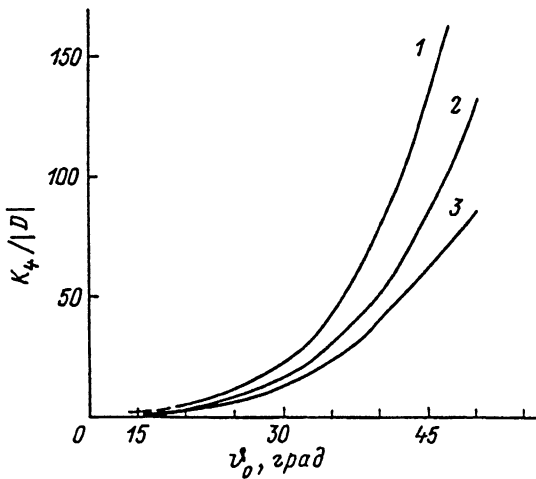


Рис. 2. Зависимость отношения  $K_4/|D|$  от угла падения пучка  $\vartheta_0$ .

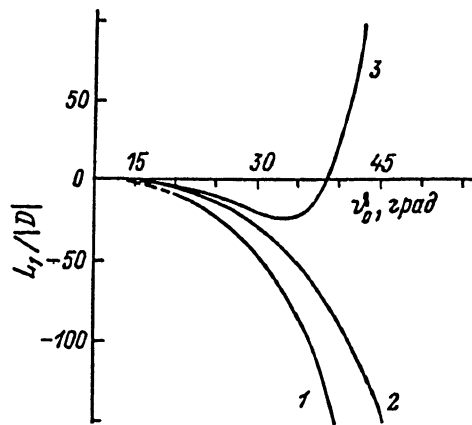


Рис. 3. Зависимость отношения  $L_1/|D|$  от угла падения пучка  $\vartheta_0$ .

стигматичной фокусировкой. Кривые, проведенные сплошной линией, соответствуют  $\alpha = 20^\circ$ , штриховкой —  $\alpha = 45^\circ$ . Кривые 1 —  $\vartheta_0 = 10^\circ$ , кривые 2 —  $\vartheta_0 = 20^\circ$ , кривые 3 —  $\vartheta_0 = 30^\circ$ . На участках кривых, где  $r_1$  меньше критического значения,  $K_1/|D|$  изменяется незначительно. При  $r_1$  больше критического и меньше  $r_{1m}$  отношение  $K_1/|D|$  всегда растет с ростом  $r_1$  так, что если оно было отрицательным в открытом клине (при  $\vartheta_0 > \vartheta_{0i}$ ), то при некотором значении  $r_1$  оно проходит через нуль, изменяя знак. При заданных  $\alpha$  и  $\vartheta_0$  зависимости  $(K_1/|D|)(r_1)$  могут быть двузначными на участках кривых, где  $r_1$  больше критического.

В открытом клине при  $\vartheta_0 > \vartheta_{0i}$  с ростом  $\vartheta_0$  растет  $|K_1/|D|$ . В связи с этим в закрытом клине с ростом  $\vartheta_0$  растет и угол между касательной к кривой  $(K_1/|D|)$  и осью  $r_1$  в точке, где  $K_1/|D| = 0$ . При больших значениях  $\vartheta_0$  малые изменения  $r_1$  в окрестности точки пересечения кривой с осью  $r_1$  приводят к значительным изменениям  $K_1/|D|$ , что повышает требования к точности изготовления зеркала. Если значение  $\vartheta_0$  фиксировано, то эти требования тем ниже, чем больше  $\alpha$ , так как с ростом  $\alpha$  уменьшается наклон кривой к оси  $r_1$  в точке, где  $K_1/|D| = 0$ .

Электронно-оптические свойства рассматриваемых энергоанализаторов типа закрытый клин со стигматичной фокусировкой  $M_b = 1$  и малой величиной  $K_1/|D|$  характеризует табл. 1 и рис. 2, 3. По оси абсцисс на рис. 2, 3 отложены значения  $\vartheta_0$ ; кривые 1—3 —  $\alpha = 20, 45, 60^\circ$ . Штриховыми линиями проведены участки кривых, для которых источник и приемник находятся в поле зеркала. При той точности, с которой в табл. 1 дано значение  $r_1$ , выполняются следующие ограничения на величину  $K_1/|D|$ : если  $\alpha = 20^\circ$ , то при  $\vartheta_0 \leq 20^\circ$   $K_1/|D| \leq \leq 6 \cdot 10^{-3}$ , при  $\vartheta_0 \leq 30^\circ$   $K_1/|D| \leq 2 \cdot 10^{-2}$ , при  $\vartheta_0 \leq 40^\circ$   $K_1/|D| \leq 10^{-1}$ , при  $\vartheta_0 \leq \leq 50^\circ$   $K_1/|D| \leq 2 \cdot 10^{-1}$ . Если  $\alpha = 45$  и  $60^\circ$ , то при  $\vartheta_0 \leq 20^\circ$   $K_1/|D| \leq 2 \cdot 10^{-3}$ , при  $\vartheta_0 \leq 30^\circ$   $K_1/|D| \leq \leq 10^{-2}$ , при  $\vartheta_0 \leq 40^\circ$   $K_1/|D| \leq 5 \cdot 10^{-2}$ , при  $\vartheta_0 \leq 50^\circ$   $K_1/|D| \leq 10^{-1}$ .

Из табл. 1 видно, что при фиксированном  $\alpha$  с ростом  $\vartheta_0$  увеличивается  $r_1$  — требуется более сильное влияние замыкающей цилиндрической поверхности для компенсации сферической aberrации, связанной с коэффициентом  $K_1$ . При

Таблица 2

$\alpha$ , град	$\vartheta_0$ , град	$r_1$	$\frac{x_b}{R}$	$\frac{x_a}{R}$	$\frac{\varphi_2}{\varphi_1}$	$-\frac{D}{R}$	$-\frac{L_1}{ D }$	$\frac{L_5}{ D }$	$M_4R$
20	44.10	0.8434	0.388	0.247	0.4239	1.26	18	180	2.5
45	44.63	0.7204	-0.185	0.045	0.4485	2.44	13	120	1.2
60	44.79	0.6764	-0.477	0.017	0.4698	3.08	9.7	76	1.0

фиксированном  $\vartheta_0$  значение  $r_1$  тем меньше, чем больше  $\alpha$ , так как с ростом  $\alpha$  при меньших значениях  $r_1$  начинает сказываться влияние эквипотенциальной поверхности  $\rho = R$  на распределение  $\varphi(\rho, \Psi)$  в области, где движутся заряженные частицы. С ростом  $\alpha$  при заданных  $R$  и  $\vartheta_0$  уменьшается координата  $x_a$  границы области, занятой полем, а вместе с ней и расстояние между пластинами первого электрода на этой границе. При  $\vartheta_0 \geq 20^\circ$  выполняется условие  $x_a - x_b > 0$  для всех рассматриваемых значений  $\alpha$ . При этом расстояние от источника и приемника до границы поля  $x = x_a$  растет с ростом  $\vartheta_0$ , когда задан угол  $\alpha$ , и растет с ростом  $\alpha$ , когда задан угол  $\vartheta_0$ .

Отношение потенциалов на электродах зеркала  $\varphi_2/\varphi_1$ , значения которого даны в табл. 1, при  $\vartheta_0 \leq 30^\circ$  тем меньше, чем больше  $\alpha$ . Для  $\vartheta_0 \geq 40^\circ$  отношение  $\varphi_2/\varphi_1$  слабо зависит от  $\alpha$  и  $\vartheta_0$ , причем при фиксированном  $\vartheta_0$  оно растет с ростом  $\alpha$ . Как и в [1], электростатический потенциал  $\varphi$  нормирован так, что для частиц, движущихся по осевой траектории, кинетическая энергия равна  $(-e\varphi)$ , где  $e$  — заряд частицы.

В табл. 1 также дана зависимость отношения дисперсии по энергии к радиусу  $R$  от  $\alpha$  и  $\vartheta_0$ . При  $\vartheta_0 \geq 20^\circ$  для всех рассматриваемых значений  $\alpha$  абсолютная величина этого отношения растет с ростом  $\alpha$ .

Влияние на разрешение анализатора сферической абберации второго порядка, связанной с углом расходимости пучка в направлении, перпендикулярном средней плоскости, характеризует отношение  $K_4/|D|$ , зависимость которого от  $\alpha$  и  $\vartheta_0$  представлена на рис. 2. С ростом  $\vartheta_0$  при фиксированном  $\alpha$  это отношение растет. Для заданного угла падения  $\vartheta_0$  наименьшее отношение  $K_4/|D|$  соответствует наибольшему  $\alpha$ . Зависимость отношения коэффициента  $L_1$  сферической абберации третьего порядка, связанной с углом расходимости пучка в средней плоскости, к дисперсии по энергии от  $\alpha$  и  $\vartheta_0$  дана на рис. 3. Значительный интерес представляет энергоанализатор, у которого одновременно обращаются в нуль коэффициенты сферической абберации второго и третьего порядков  $K_1$  и  $L_1$ . У этого энергоанализатора  $\alpha = 60^\circ$ ,  $\vartheta_0 = 38.5^\circ$ . При значениях  $\vartheta_0$ , близких к указанному, равенство нулю  $K_1$  и  $L_1$  удалось обеспечить в энергоанализаторах, описанных в работах [4, 5].

Влияние на разрешение энергоанализатора аббераций второго порядка, связанных с высотой выходной щели источника (координата  $p_{30}$ ) и углом расходимости пучка в направлении, перпендикулярном средней плоскости ( $p_{30}'$ ), характеризуют данные в табл. 1 отношения  $(K_5R)/|D|$  и  $(K_6R^2)/|D|$ . И то, и другое отношения при  $\vartheta_0 \geq 20^\circ$  для заданного  $\vartheta_0$  уменьшаются с ростом  $\alpha$ . При фиксированном  $\alpha$  с ростом  $\vartheta_0$  отношение  $(K_5R)/|D|$  растет, а отношение  $(K_6R^2)/|D|$  убывает. Влияние на разрешение энергоанализатора хроматических аббераций второго порядка, связанных с коэффициентами  $K_7$  и  $K_9$ , можно определить с помощью данных в [1] простых аналитических соотношений между  $K_1$ ,  $K_7$ ,  $K_9$ ,  $D$  и  $\vartheta_0$ . Геометрические абберации второго порядка в направлении, перпендикулярном средней плоскости, характеризуют коэффициенты  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  и  $M_4$ . Из результатов расчета следует, что, как и в [1],  $M_1 = -2K_4M_b$ ,  $M_3 = -K_5M_b$ . Коэффициент  $M_2$  для рассматриваемых энергоанализаторов

( $M_b = \pm 1$ ), согласно [6], равен нулю. Зависимость коэффициента  $M_4$  от  $\alpha$  и  $\vartheta_0$  дана в табл. 1. При фиксированных  $R$  и  $\alpha$  абсолютная величина этого коэффициента убывает с ростом  $\vartheta_0$ .

В заключение отметим интересную возможность полного устранения сферической аберрации второго порядка ( $K_1 = 0$ ,  $K_4 = 0$ ,  $M_1 = 0$ ) в энергоанализаторах типа закрытый клин с увеличением  $M_b = -1$ . Одновременно с  $K_4$  обращаются в нуль и коэффициенты  $K_5$ ,  $M_3$ . Малым оказывается и  $K_6$ . Свойства таких энергоанализаторов характеризует табл. 2. При той точности, с которой в этой таблице заданы параметры  $r_1$  и  $\vartheta_0$ , выполняются ограничения на величины  $|K_1/D|$ ,  $|K_4/D|$ ,  $|K_5R/D|$ ,  $|K_6R^2/D|$ : для  $\alpha = 20^\circ$   $|K_1/D| \leq 6 \cdot 10^{-2}$ ,  $|K_4/D| \leq 2 \cdot 10^{-1}$ ,  $|K_5R/D| \leq 6 \cdot 10^{-1}$ ,  $|K_6R^2/D| \leq 1$ ; для  $\alpha = 45$  и  $60^\circ$   $|K_1/D| \leq 3 \cdot 10^{-2}$ ,  $|K_4/D| \leq 10^{-1}$ ,  $|K_5R/D| \leq 2 \cdot 10^{-1}$ ,  $|K_6R^2/D| \leq 2 \cdot 10^{-1}$ .

При  $\alpha = 20^\circ$  предмет и изображение находятся в поле зеркала, а при  $\alpha = 45$  и  $60^\circ$  — вне поля. Относительная дисперсия по энергии в указанных случаях невелика, но благодаря малым аберрациям может быть обеспечена значительная светосила.

#### Список литературы

- [1] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В., Исакова З. Д. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 1. С. 135—143.
- [2] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В., Исакова З. Д. и др. А. С. № 1471234. БИ. 1989. № 13.
- [3] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В., Исакова З. Д. и др. // ДАН СССР. 1990. Т. 312. № 4. С. 869—872.
- [4] Фишкова Т. Я. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 7. С. 1358—1364.
- [5] Фишкова Т. Я. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 5. С. 925—929.
- [6] Гликман Л. Г., Голоскоков Ю. В. Деп. в КазНИИНТИ. № 3163. Алма-Ата, 1990. 26 с.

Институт ядерной физики АН Республики Казахстан  
Алма-Ата

Поступило в редакцию  
25 февраля 1991 г.