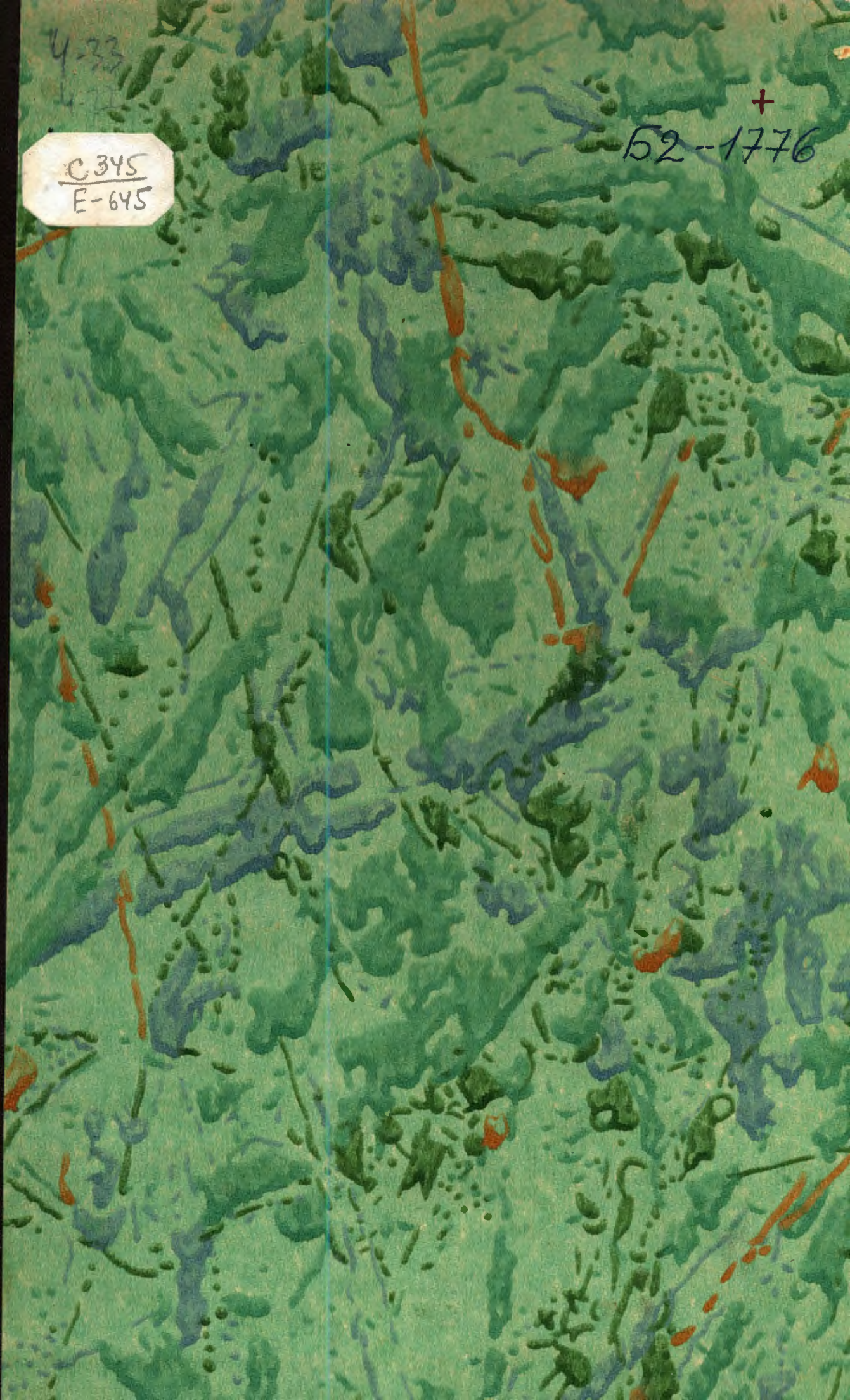


4-33  
4-33

C.345  
E-645

+  
52-1776



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

345  
E 25

"УТВЕРЖДАЮ"

Директор Лаборатории  
ядерных проблем

В.П. Дзелепов (В.П. Дзелепов)

" 17 " июля 1964 года

с.р. 726

РАСЧЕТ УСКОРЯЮЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО  
ПОЛЯ СИНХРОЦИКЛОТРОНА

Исполнители:

*И. Б. Енчевич*  
*Г. И. Пенчев*  
*А. Н. Сафонов*

Енчевич И.Б.

Пенчев Г.И.

Сафонов А.Н.

г.Дубна, 1964 г.

## А Н Н О Т А Ц И Я

В работе при помощи метода конформных преобразований получены формулы для расчета электрического поля дуанта синхротрона при отсутствии ионного источника и противодуантной рамки. Произведен расчет потенциального поля дуанта и максимального набора энергии за оборот для ряда значений апертуры ускорительной камеры. Результаты представлены в виде графиков эквипотенциальных линий и таблиц, содержащих значение потенциала и напряженности электрического поля дуанта в медианной плоскости.

В синхроциклотроне из-за необходимости модулировать частоту ускоряющего напряжения, как правило используется только один дуант. Обычно против дуанта синхроциклотрона помещают рамку, электрически соединенную с крышками ускорительной камеры. Из-за отсутствия симметрии поля относительно вертикальной плоскости, проходящей параллельно кромке дуанта через центр синхроциклотрона, расчет ускоряющего поля представляет определенные трудности. При наличии противодуантной рамки для расчета можно воспользоваться формулами, выведенными при помощи метода конформных отображений для циклотрона <sup>/1/</sup>. При этом приходится пренебрегать влиянием крышек камеры, находящихся под тем же потенциалом, что и рамка, на распределение электрического поля в ускоряющей промежутке. В работе Биля <sup>/2/</sup> проведен подробный расчет электрического поля и потенциала идеальной циклотронной геометрии для ряда значений отношения апертуры дуантов к величине ускоряющего промежутка. Представленными в виде таблиц результатами можно воспользоваться для нахождения поля дуанта синхроциклотрона с противодуантной рамкой. Погрешности незначительны, если апертура камеры в несколько раз больше ускоряющего промежутка или апертуры дуанта. При этом следует иметь в виду, что

$$\frac{V}{V_0} = \frac{1}{2} \left( \frac{U}{U_0} + 1 \right) ; \quad \mathcal{E} = \frac{1}{2} E ,$$

где  $V$  и  $\mathcal{E}$  - потенциал и напряженность поля в синхроциклотроне, а  $U$  и  $E$  - потенциал и напряженность поля в циклотроне.

Экспериментальные и теоретические исследования /3/, /4/ показали, что эффективность захвата в синхроциклотроне возрастает с увеличением ширины ускоряющего промежутка. Максимально увеличить ширину промежутка можно удалив противодуантную рамку. В этом случае силовые линии с дуанта замыкаются непосредственно на крышки ускорительной камеры. Анализ движения частиц в таком поле представляет значительный интерес с точки зрения увеличения эффективности захвата, так как при этом изменяется зависимость максимального набора энергии за оборот от радиуса, а следовательно и условия фазового движения ионов. Кроме того, существенно видоизменяется характер вертикальных сил, обусловленных ускоряющим напряжением<sup>M</sup> и постоянным отрицательным смещением на дуанте. Распределение электрического поля и потенциала такой однодуантной системы можно изучать при помощи электролитической ванны /5/. Однако, она не всегда имеется в наличии, а результаты получаются только в графическом виде. Поэтому желательно провести строгий аналитический расчет электрического поля и потенциала дуанта синхроциклотрона без противодуантной рамки.

В данной работе для расчета ускоряющего поля синхроциклотрона применен метод конформных преобразований. Путем решения интеграла Кристоффеля-Шварца и осуществления ряда последовательных преобразований получены расчетные формулы для двух случаев, с вертикальной стенкой камеры (рис.1а) и без нее (рис.2а). Рассмотрим вначале первый случай.

На рис.1а показано схематическое изображение разреза ускорительной камеры и дуанта без противодуантной рамки. Функция

$$w = \frac{H-h}{2\pi} \ln \frac{\frac{1}{2}(z + \frac{1}{z}) + a_1}{1 + a_1 \cdot \frac{1}{2}(z + \frac{1}{z})} + \frac{h}{2\pi} \ln \frac{\frac{1}{2}(z + \frac{1}{z}) - a_2}{1 - a_2 \cdot \frac{1}{2}(z + \frac{1}{z})}, \quad (1)$$

где  $a_1$  и  $a_2$  - постоянные, определяемые системой уравнений

$$(2) \quad \begin{cases} a_1^{\frac{h-h}{2}} \cdot a_2^{\frac{h}{2}} = e^{-\pi} \\ (h-h)\left(\frac{1}{a_1} - a_1\right) = h\left(\frac{1}{a_2} - a_2\right) \end{cases}, \quad (2)$$

осуществляет конформное отображение верхней полуплоскости рис.1б на внутренность многоугольника АЕОД области  $W$  рис.1а. Вершины многоугольника Е О Д переводятся в точки  $-1, 1, \infty$  оси  $z$  /6/. Нули знаменателей логарифмических выражений в (1) с учетом направления обхода сторон многоугольника определяют на оси  $z$  точки  $z_A$  и  $z_B$ , отображающиеся в бесконечно удаленные вершины А и В. Так как  $z_A$  и  $z_B$  вещественные,  $a_1 \leq 1$ ;  $a_2 \leq 1$ ;

$$z_A = -\frac{1}{a_1} - \sqrt{\frac{1}{a_1^2} - 1}; \quad z_B = \frac{1}{a_2} + \sqrt{\frac{1}{a_2^2} - 1}. \quad (3)$$

При помощи трансформации

$$z = \frac{pz_B - 1}{p} \quad \text{или} \quad p = \frac{1}{z_B - z} \quad (4)$$

полуплоскость  $Im z > 0$  отображается конформно на полуплоскость  $p$  /7/ рис.1в; при этом в области  $p$  отображение точки В находится в бесконечности, точки D - в 0, точек А, Е, О - соответственно в

$$p_A = \frac{1}{z_B - z_A}; \quad p_E = \frac{1}{z_B + 1} \quad \text{и} \quad p_O = \frac{1}{z_B - 1}.$$

Поскольку прямая  $OB$  является осью симметрии области, в которой ищем поле, а выражения (4) и (I) удовлетворяют условиям принципа симметрии, они осуществляют отображение многоугольника области  $\psi$  на полную плоскость  $P$  с выброшенным левым лучом  $BDAEO$ .

Преобразование

$$P = P_0 - q^2; \quad (q = \pm j\sqrt{P - P_0})$$

$$q_{A'} = -j\sqrt{P_A - P_0} \quad (5)$$

переводит ось симметрии  $OB$  области  $P$  в мнимую ось на  $q$ , а два берега разреза  $BDAEO$  - в положительную и отрицательную полуоси действительной оси  $q$  (рис.1г), преобразуя плоскость с выброшенным лучом  $P$  в полуплоскость  $Im q > 0$ .

Выражение

$$q = q_{A'} \frac{\eta - 1}{\eta + 1} \quad ; \quad \left( \eta = \frac{q_{A'} + q}{q_{A'} - q} \right), \quad (6)$$

преобразуя полуплоскость саму в себя, переводит эквипотенциали  $AEOE'A'$  и  $ADBD'A'$  в положительную и отрицательную полуоси действительной оси  $\eta$  (рис.1д). При этом точка  $A$  находится в начале координат, а точка  $A'$  - в бесконечно удаленной точке плоскости  $\eta$ .

Наконец, полоса области  $\xi$  высотой  $j\sqrt{g}$  (рис.1е) преобразуется конформно в полуплоскость  $Im \eta > 0$  при помощи трансформации

$$\eta = e^{\frac{\pi \xi}{\sqrt{g}}} \quad (7)$$

переводящей эквипотенциали  $A E \rho E' A'$  и  $A D B D' A'$  соответственно в нижний и верхний берег полуполосы шириной  $V_0$ . В дальнейшем будем рассчитывать поле дуанта, находящегося под единичным потенциалом, поэтому  $0 \leq \text{Im} \zeta \leq 1$ .

Объединив преобразования, проведенные последовательно, получим конформное отображение области  $w$  на полосу области  $\zeta$

$$w = \frac{H-h}{2\pi} \ln \frac{Y+a_1}{1+a_1 Y} + \frac{h}{2\pi} \ln \frac{Y-a_2}{1-a_2 Y}, \quad (8)$$

где

$$Y = \frac{1}{2} \left[ z_B - \frac{1}{\rho_0 - q_{A'}^2 \text{th}^2 \frac{\pi \xi}{2V_0}} + \frac{1}{z_B - \frac{1}{\rho_0 - q_{A'}^2 \text{th}^2 \frac{\pi \xi}{2V_0}}} \right]. \quad (9)$$

Задаваясь точками эквипотенциалей и силовых линий в плоскости  $\zeta$  (очевидно, это прямые, параллельные соответственно оси абсцисс  $\xi$  и оси ординат  $V$ ), получим непосредственно картину эквипотенциалей и силовых линий в плоскости  $w$  ( $x, y$ ). Само электростатическое поле  $\vec{E}$  определяется из соотношений

$$\vec{E} = - \frac{j}{\left( \frac{\partial w}{\partial \xi} \right)} \quad (10)$$

$$\frac{\partial w}{\partial \xi} = Y' \left[ \frac{H-h}{2\pi} \frac{1-a_1^2}{(Y+a_1)(1+a_1 Y)} + \frac{h}{2\pi} \frac{1-a_2^2}{(Y-a_2)(1-a_2 Y)} \right]; \quad (11)$$



$$Y' = \frac{q_{A'}^2 \pi t h \frac{\pi \xi}{2V_g}}{2V_g ch \frac{2\pi \xi}{2V_g} \left( p_0 - q_{A'}^2 t h \frac{2\pi \xi}{2V_g} \right)^2} \left[ \frac{1}{\left( z - \frac{1}{p_0 - q_{A'}^2 t h \frac{2\pi \xi}{2V_g}} \right)^2 - 1} \right] \quad (12)$$

В (10) чертой, как обычно, обозначена сопряженная величина. Как видно, полученное строгое решение поставленной задачи приводит к довольно громоздким формулам для определения электрического поля. Если пренебречь влиянием дальней стенки  $EE'$  ускорительной камеры, получим упрощенные формулы, границы применимости которых определим из непосредственного сопоставления результатов расчета. Схематическое изображение разреза ускорительной камеры и дуанта в этом случае показано на рис.2а. Изображение верхней полуплоскости  $\text{Im } z > 0$  (рис.2б) на внутренность области в плоскости  $W$  (рис.2а) осуществляется [7] функцией

$$w = \frac{H-h}{2\pi} \ln(z^2 - 1) + \frac{h}{\pi} \ln z + C, \quad (13)$$

переводящей точки  $A_1, B_1, A_2, B_2, A_3, B_3$  в точки  $-1, -b, 0, b, 1, \infty$  оси  $z$ .

Здесь

$$C = - \frac{H-h}{2\pi} \ln(1-b^2) - \frac{h}{\pi} \ln b, \quad (14)$$

$$b = \sqrt{\frac{h}{H}}$$

Преобразование (15)

$$z = \frac{\omega - 1}{\omega + 1} \quad (15)$$

переводит полуплоскость  $\omega$  рис.2в в полуплоскость  $z$  рис.2о.  
 При этом эквипотенциали  $A_1, B_3, A_3$  и  $A_1, B_1, A_2, B_2, A_3$   
 области  $\mathcal{W}$  переводятся при помощи (13) и (15) соответствен-  
 но в отрицательную и положительную полуоси действительной оси  $\omega$ .  
 Точка  $A_1$  переводится в начало координат (0),  $A_3$  - в бесконеч-  
 ность ( $\infty$ ).

Наконец, трансформация (16)

$$\omega = e^{\frac{\pi \xi}{V_0}} \quad (16)$$

аналогично (7) в строгом решении, осуществляет преобразование полу-  
 плоскости  $\omega$  рис.2в на полосу  $\xi$  высотой  $jV_0$  рис.2г.

Окончательно, из (13), (15) и (16) получаем отображение поло-  
 сы области  $\xi$  рис.2г на область  $\mathcal{W}$  рис.2а.

$$w = \frac{H-h}{2\pi} \ln \left( \operatorname{th} \frac{\pi \xi}{2V_0} - 1 \right) + \frac{h}{\pi} \ln \operatorname{th} \frac{\pi \xi}{2V_0} + C \quad (17)$$

или

$$w = \frac{h}{\pi} \ln \operatorname{th} \frac{\pi \xi}{2V_0} - \frac{H-h}{\pi} \ln \operatorname{ch} \frac{\pi \xi}{2V_0} + j \frac{H-h}{2} + C$$

Соотношения (17) значительно проще соотношений (8) и (9).

Из (17), дифференцируя  $w$  по  $\xi$ , получим при помощи (10) выражение для электростатического поля в области  $w$

$$\vec{E} = - \frac{j}{\left(\frac{\partial w}{\partial \xi}\right)} = - \frac{j}{\frac{h}{V_0} \frac{1}{\sin \frac{\pi \xi}{V_0}} - \frac{H-h}{2V_0} \frac{1}{\sin \frac{\pi \xi}{2V_0}}} \quad (18)$$

После длинных, но несложных преобразований получаем в развернутом виде

$$\frac{\partial w}{\partial \xi} = \frac{H-h}{2} \frac{(e^{2\pi i} - 1)(K e^{\cos \pi V} - e^{-2\pi i}) + j e^{j \sin \pi V} (4 e^{\cos \pi V} - K e^{-K})}{e^{4\pi i} - 2 e^{2\pi i} \cos 2\pi V + 1} \quad (19)$$

где 
$$K = 2 \frac{H+h}{H-h}$$

Но физическим соображениям ясно, что разница в значениях, вычисленных по точной (8) и приближенной (17) формулам для заданного расстояния дальней стенки от кромки дуанта будет максимальной в случае максимальной высоты ускорительной камеры (максимального отношения  $H/h$ ). Это случай  $H/h = 5$  и был выбран для сравнения в обоих случаях картины поля из серии значений параметра  $\xi$ , для которых была подсчитана картина поля. Построенные по формулам (8) и (17) эквипотенциалы (рис. 3) практически совпадают полностью. По данным расчета, значения координат отличаются только в седьмом знаке для эквипотенциала 0,005. Поэтому в дальнейшем расчеты проводятся по формулам (17) и (18).

На рис. 3 крестиками отмечены точки пересечения эквипотенциалов с медианной плоскостью, полученные при измерении распределения потенциала в электролитической ванне <sup>15/</sup>. Незначительное от-

личие в положении крайних эквипотенциалей объясняется, повидимому некоторым отклонением размеров макета от идеальной геометрии, принятой при расчете. Из приведенных графиков (рис. 3, 4, 5, 6, 7, 8 и 9) видно, что с относительным уменьшением апертуры ускорительной камеры максимальное значение напряженности электростатического поля в медианной плоскости возрастает и смещается в сторону кромки дуанта. Одновременно происходит сужение области, в которой потенциал остается не ниже значения 0,95. Распределение поля во внутренности дуанта меняется незначительно. Область, в которой заключен потенциал от 0,05 до 0,95 простирается во внутренность дуанта примерно на половину его апертуры, а вне его - на апертуру ускорительной камеры.

Значения напряженности электрического поля и потенциала в медианной плоскости в зависимости от расстояния до кромки дуанта для рассмотренных выше случаев приведено в таблицах 1 и 2.

Представляет интерес произвести по полученным формулам расчет зависимости максимального набора энергии за оборот от радиуса для разных значений параметра  $H/h$ . Нетрудно получить (см. рис. 10) выражение для максимального набора энергии за оборот  $eV_{max}$ . С учетом зависимости от времени ускоряющее поле будет  $E_x \sin \alpha$  а его тангенциальная проекция равняется  $E_x \sin^2 \alpha$ .

Тогда

$$V_{max} = 2 \int_0^{\pi} E_x \sin^2 \alpha R d\alpha = \frac{2}{R} \int_{-R}^R E_x \sin^2 \alpha dx = \quad (20)$$

$$= \frac{2}{R} \int_{-R}^R E_x \sqrt{R^2 - x^2} dx$$

Для медианной плоскости ( $u=0$ ) при  $V_0 = 1$  выражения (17), (18) значительно упрощаются и мы получаем:

$$w = \frac{h}{\pi} \ln j \frac{\operatorname{tg} \frac{\pi V}{2}}{\left(\cos \frac{\pi V}{2}\right)^{\frac{H-h}{h}}} + C + j \frac{H-h}{2} ; \quad (21)$$

$$w = x + j \left( \frac{H-h}{2} + \frac{h}{2} \right) = x + j \frac{H}{2} ;$$

$$E_x = \frac{-j}{h \frac{1}{j \sin \pi V} - \frac{H-h}{2} j \operatorname{tg} \frac{\pi V}{2}} = \frac{\sin \pi V}{H - (H-h) \cos \pi V} . \quad (22)$$

Так как из (21) и (22)  $V$  выражается через  $X$  трансцендентным уравнением, численное интегрирование выражения (20) связано с определенными трудностями. Для того, чтобы избавиться от них, заменим переменные еще раз.

Поскольку  $\frac{\partial X}{\partial V}$  является величиной, обратной полю  $E_x$ , после замены переменный  $X$  на переменную  $V$  получаем

$$V_{\max} = \frac{2}{R} \int_{V_1(-R)}^{V_2(R)} \sqrt{R^2 - X^2} dV , \quad (23)$$

где  $X$  - явная функция  $V$ , определяемая из (21). Здесь при численном интегрировании значение подынтегральной функции подставляется непосредственно, а трансцендентными уравнениями определяются только границы  $V_1$  и  $V_2$ . Полученные таким образом

графики зависимости относительного набора энергии за оборот от радиуса для разных значений отношения  $H/h$  показаны на рис. II, а данные приведены в таблице 3. С уменьшением этого отношения кривые становятся круче. С увеличением радиуса все кривые приближаются асимптотически к единице.

На рис. I2 приведена для сравнения кривая 2 относительного набора энергии за оборот, рассчитанная по полученному в электролитической ванне распределению поля дуанта при наличии дуги ионного источника <sup>15/</sup>. Расчет проводился следующим образом: для ряда значений радиуса орбиты строились кривые  $V = f_1(\alpha)$ , затем эти кривые дифференцировались для нахождения  $\frac{dV}{d\alpha} = f_2(\alpha)$ . Умножая  $f_2(\alpha)$  на  $f_3 \sin \alpha$  для учета зависимости ускоряющего напряжения от времени и интегрируя по  $\alpha$  от 0 до  $\pi$  получаем значение максимального набора энергии за оборот на данном радиусе

$$eV_{max} = 2e \int_0^{\pi} \frac{dV}{d\alpha} f_3 \sin \alpha d\alpha \quad (24)$$

Относя величину  $eV_{max}$  к  $2eV_g$  где  $V_g$  - напряжение на дуанте, получаем относительный набор энергии ионом за оборот на этом радиусе. Следует отметить, что при использовании ионного источника, работающего только в течение времени захвата ионов в ускорение, в момент гашения дуги электрическое поле приобретает конфигурацию подобную рассчитанной в данной работе (рис.3), если ионный источник имеет небольшие размеры и расположен на крышке камеры. При этом зависимость относительного набора энергии от радиуса будет определяться кривой I на рис. I2. На этом же рисунке приведена кривая набора энергии 3, рассчитанная по формуле:

$$\frac{eV_{\max}}{2eV_g} = \sqrt{\left(\frac{h}{\pi R}\right)^2 + 1} - \frac{h}{\pi R}, \quad (25)$$

которая получена в работе <sup>/4/</sup>, где распределение поля дуанта аппроксимировалось выражением

$$\mathcal{E} = \frac{V_g}{h \left[ 1 + \left( \frac{\pi x}{h} \right)^2 \right]}. \quad (26)$$

На рис. 13 для сравнения показаны графики относительной напряженности электрического поля

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{V}{V_g} \right) = f(x),$$

расчитанные в данной работе (кривая 1) и по формуле (26) (кривая 2). Кривые существенно отличаются друг от друга.

Однако, принимая во внимание, что кривые относительного набора энергии 2 и 3 (рис. 12) на начальном участке отличаются не намного, формулу (26) можно использовать при расчете фазового движения в течение времени горения дуги мощного источника (в течение времени захвата), после чего движение следует рассматривать в поле, распределение которого описывается формулой (22), полученной в данной работе.

Авторы выражают благодарность В.И. Данилову и Р.Т. Денчеву за содействие при постановке данной задачи.

ТАБЛИЦА I.  $\frac{d}{dx} \left( \frac{v}{V_g} \right) = f_1(x)$  ;  $h = 12 \text{ см}$

$x[\text{см}]$	15	16	18	24	36	48	60
-30	0,000047	0,000044	0,000040	0,000032	0,000025	0,000021	0,000019
-25	0,000175	0,000165	0,000149	0,000120	0,000092	0,000078	0,000069
-20	0,000649	0,000610	0,000550	0,000443	0,000341	0,000288	0,000254
-18	0,001095	0,001029	0,000929	0,000749	0,000576	0,000486	0,000429
-16	0,001848	0,001737	0,001568	0,001264	0,000973	0,000821	0,000723
-14	0,003119	0,002931	0,002646	0,002132	0,001642	0,001385	0,001221
-12	0,005261	0,004944	0,004463	0,003597	0,002769	0,002336	0,002059
-10	0,008858	0,008326	0,007516	0,006059	0,004665	0,003936	0,003469
- 8	0,014847	0,013958	0,012605	0,010166	0,007830	0,006607	0,005824
- 6	0,024564	0,023111	0,020890	0,016871	0,013005	0,010979	0,009679
- 4	0,039261	0,037013	0,033545	0,027190	0,021011	0,017754	0,015660
- 2	0,057736	0,054709	0,049920	0,040348	0,031766	0,026908	0,023764
0	0,072106	0,069353	0,063853	0,053311	0,041702	0,035821	0,031915
2	0,072747	0,071112	0,067702	0,058915	0,047789	0,041147	0,036654
4	0,060422	0,060671	0,060043	0,055463	0,046943	0,041094	0,036929
6	0,044487	0,046030	0,047670	0,047449	0,042461	0,037996	0,034542
8	0,030800	0,032841	0,035671	0,038601	0,036892	0,033894	0,031245
10	0,020723	0,022747	0,025909	0,030610	0,031471	0,029789	0,027897
12	0,013766	0,015541	0,018542	0,023953	0,026623	0,026037	0,024809
14	0,009094	0,010550	0,013173	0,018610	0,022437	0,022722	0,022057
16	0,005993	0,007141	0,009325	0,014401	0,018874	0,019829	0,019632
18	0,003945	0,004827	0,006589	0,011119	0,015864	0,017315	0,017501
20	0,002596	0,003261	0,004652	0,008574	0,013329	0,015131	0,015626
25	0,000911	0,001222	0,001945	0,004465	0,008619	0,010833	0,011840
30	0,000320	0,000458	0,000813	0,002322	0,005571	0,007780	0,009026
35	0,000112	0,000172	0,000340	0,001207	0,003601	0,005598	0,006907
40	0,000039	0,000064	0,000142	0,000627	0,002328	0,004031	0,005298
45	0,000014	0,000024	0,000059	0,000326	0,001505	0,002904	0,004070
50	0,000005	0,000009	0,000025	0,000169	0,000973	0,002093	0,003128
55	0,000002	0,000003	0,000010	0,000083	0,000629	0,001509	0,002406
60		0,000001	0,000004	0,000046	0,000406	0,001088	0,001851
65			0,000002	0,000024	0,000263	0,000784	0,001424
70				0,000012	0,000170	0,000565	0,001096



ТАБЛИЦА 2.  $\frac{V}{V_2} = f_2(\cdot) ; h = 12 \text{ см.}$

$H[\text{см}]$	15	16	18	24	36	48	60
-30	0,99982	0,99983	0,99985	0,99988	0,99990	0,99992	0,99993
-25	0,99933	0,99937	0,99943	0,99954	0,99965	0,99970	0,99974
-20	0,99753	0,99767	0,99790	0,99831	0,99870	0,99890	0,99903
-18	0,99582	0,99607	0,99645	0,99714	0,99780	0,99814	0,99836
-16	0,99294	0,99336	0,99401	0,99517	0,99628	0,99686	0,99724
-14	0,98808	0,98880	0,98989	0,99185	0,99373	0,99471	0,99534
-12	0,97989	0,98110	0,98294	0,98625	0,98941	0,99107	0,99213
-10	0,96608	0,96812	0,97122	0,97681	0,98214	0,98493	0,98672
- 8	0,94287	0,94630	0,95153	0,96092	0,96991	0,97461	0,97763
- 6	0,90421	0,90994	0,91868	0,93441	0,94949	0,95737	0,96243
- 4	0,84125	0,85066	0,86502	0,89101	0,91599	0,92908	0,93748
- 2	0,74448	0,75921	0,78189	0,82333	0,86354	0,88471	0,89832
0	0,61193	0,63132	0,66695	0,72768	0,79346	0,82511	0,84190
2	0,46514	0,49097	0,53264	0,61396	0,69776	0,74330	0,77296
4	0,33059	0,35777	0,40351	0,49841	0,60215	0,66033	0,69875
6	0,22574	0,25099	0,29555	0,39512	0,51239	0,58093	0,62701
8	0,15104	0,17259	0,21250	0,30912	0,43299	0,50899	0,56117
10	0,10010	0,11753	0,15134	0,24012	0,36471	0,44535	0,50205
12	0,06606	0,07967	0,10726	0,18578	0,30672	0,38959	0,44940
14	0,04352	0,05389	0,07584	0,14343	0,25777	0,34090	0,40259
16	0,02864	0,03642	0,05356	0,11059	0,21656	0,29842	0,36095
18	0,01885	0,02460	0,03780	0,08520	0,18190	0,26134	0,32386
20	0,01237	0,01661	0,02667	0,06562	0,15278	0,22894	0,29078
25	0,00435	0,00622	0,01115	0,03412	0,09877	0,16465	0,22259
30	0,00153	0,00233	0,00466	0,01774	0,06384	0,11854	0,17077
35	0,00054	0,00087	0,00195	0,00922	0,04127	0,08540	0,13118
40	0,00019	0,00033	0,00081	0,00479	0,02568	0,06154	0,10085
45	0,00007	0,00012	0,00034	0,00249	0,01724	0,04436	0,07757
50	0,00002	0,00005	0,00014	0,00129	0,01115	0,03197	0,05968
55	0,00001	0,00002	0,00006	0,00067	0,00720	0,02305	0,04592
60		0,00001	0,00002	0,00035	0,00466	0,01662	0,03534
65			0,00001	0,00018	0,00301	0,01198	0,02720
70				0,00009	0,00195	0,00864	0,02093

ТАБЛИЦА 3.  $\frac{eV_{max}}{2eV_g} = f_3(R)$ ;  $h = 12 \text{ см.}$

$H[\text{см}]$	15	16	18	24	36	48	60
2	0,22102	0,21216	0,19701	0,16522	0,13076	0,11147	0,09868
4	0,41303	0,39799	0,37168	0,31488	0,25085	0,21456	0,19040
6	0,56343	0,54561	0,51356	0,44087	0,35505	0,30497	0,27133
8	0,67516	0,65707	0,62353	0,54339	0,44314	0,38266	0,34145
10	0,75628	0,73938	0,70707	0,62558	0,51718	0,44928	0,40224
12	0,81490	0,79979	0,77011	0,69128	0,57952	0,50666	0,45521
14	0,85738	0,84423	0,81775	0,74386	0,63230	0,55644	0,50181
16	0,88843	0,87715	0,85393	0,78612	0,67720	0,59993	0,54311
18	0,91134	0,90175	0,88162	0,82024	0,71562	0,63817	0,57997
20	0,92847	0,92034	0,90297	0,84794	0,74866	0,67197	0,61307
25	0,95546	0,95005	0,93812	0,89712	0,81297	0,74099	0,68253
30	0,97001	0,96631	0,95799	0,92769	0,85839	0,79325	0,73733
35	0,97850	0,97587	0,96990	0,94732	0,89099	0,83335	0,78114
40	0,98382	0,98188	0,97744	0,96034	0,91471	0,86443	0,81649
45	0,98738	0,98588	0,98243	0,96924	0,93221	0,88870	0,84520
50	0,98986	0,98867	0,98598	0,97552	0,94529	0,90780	0,86865
55	0,99167	0,99070	0,98852	0,98007	0,95519	0,92295	0,88791
60	0,99303	0,99222	0,99042	0,98346	0,96278	0,93504	0,90379
65	0,99408	0,99340	0,99188	0,98605	0,96868	0,94476	0,91695
70	0,99490	0,99432	0,99298	0,98807	0,97333	0,95263	0,92790

Литература

1. А.М.Страшкевич. Электронная оптика. электростатических полей, не обладающих осевой симметрией. Физматгиз. 1959г.
2. *J.W. Beal. Computation of Electric Field and Potential of an Idealized Dee Geometry. MSUCP-12, Michigan State University. Oct, 1961.*
3. Б.И.Замолодчиков, Д.Л.Новиков, Э.А.Полферов.  
Об оптимальных условиях захвата в шестиметровом синхроциклотроне. Препринт Р-720, ОИЯИ, 1961г.
4. В.И.Данилов, И.Б.Енчевич, Д.Л.Новиков, Э.А.Полферов, А.Н.Сафонов, Б.В.Феоктистов.  
Расчет начальной области устойчивых фазовых колебаний в синхроциклотроне. Препринт Р-1443, ОИЯИ, 1963г.
5. А.Н.Сафонов, А.В.Шестов.  
Исследование электрического поля в центральной области синхроциклотрона ОИЯИ при помощи электролитической ванны. Б1-1543. ОИЯИ, 1963 г.
6. Л.И.Волковський, Г.Л.Лунц, И.Г.Араманович.  
Сборник задач по теории функций комплексного переменного. Физматгиз. 1960 г.
7. Б.А.Фукс, Б.В.Шабат.  
Функции комплексного переменного и некоторые их приложения. Физматгиз. 1959 г.

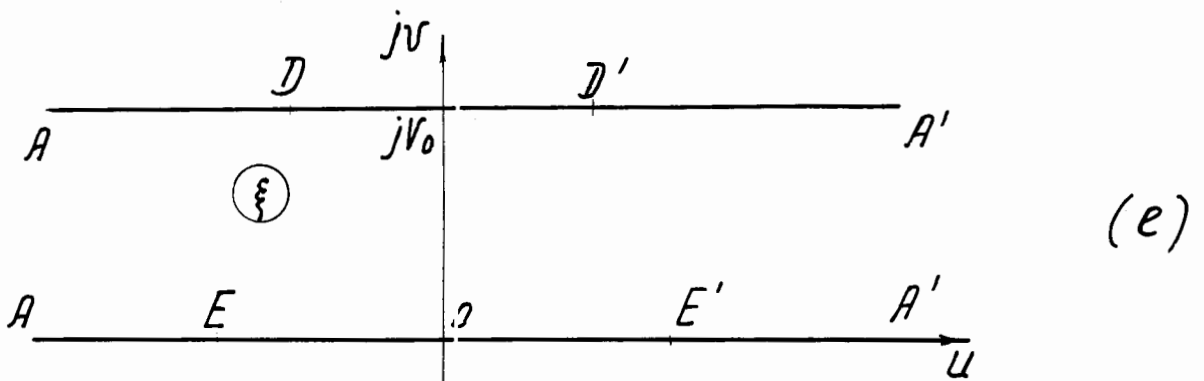
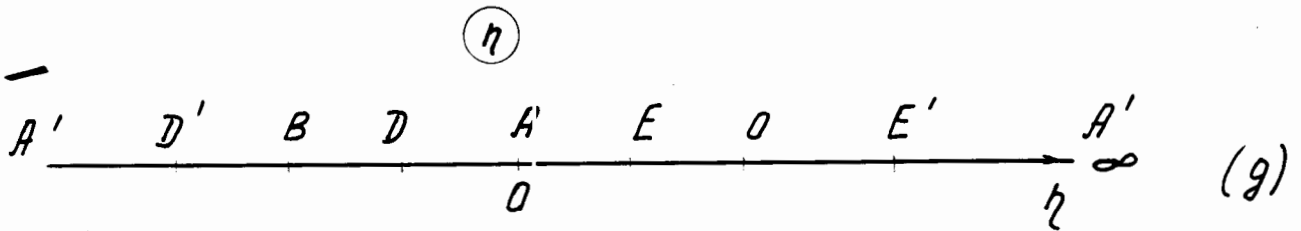
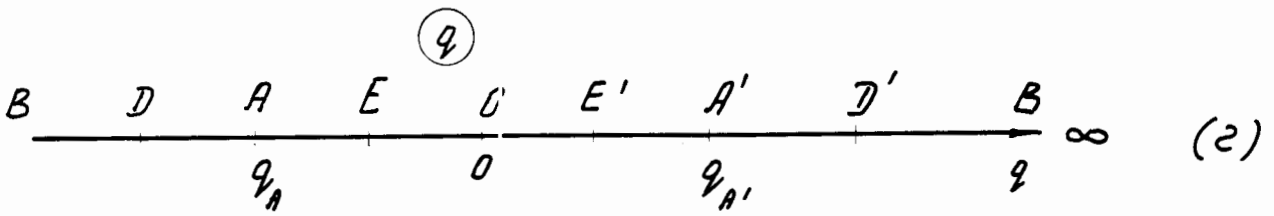
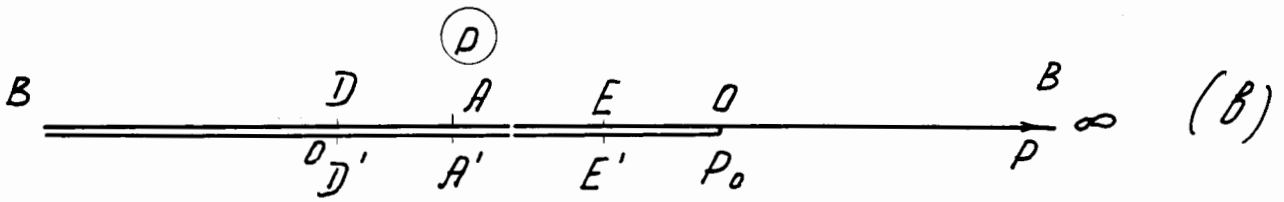
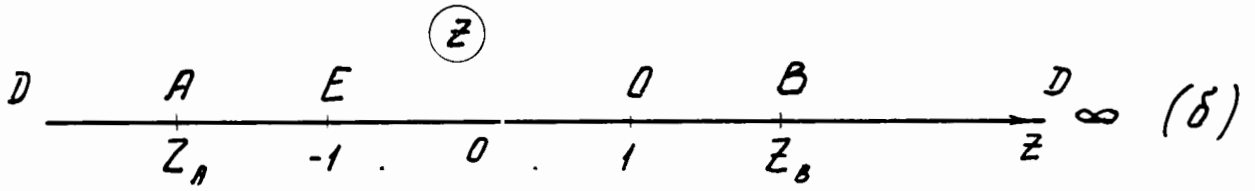
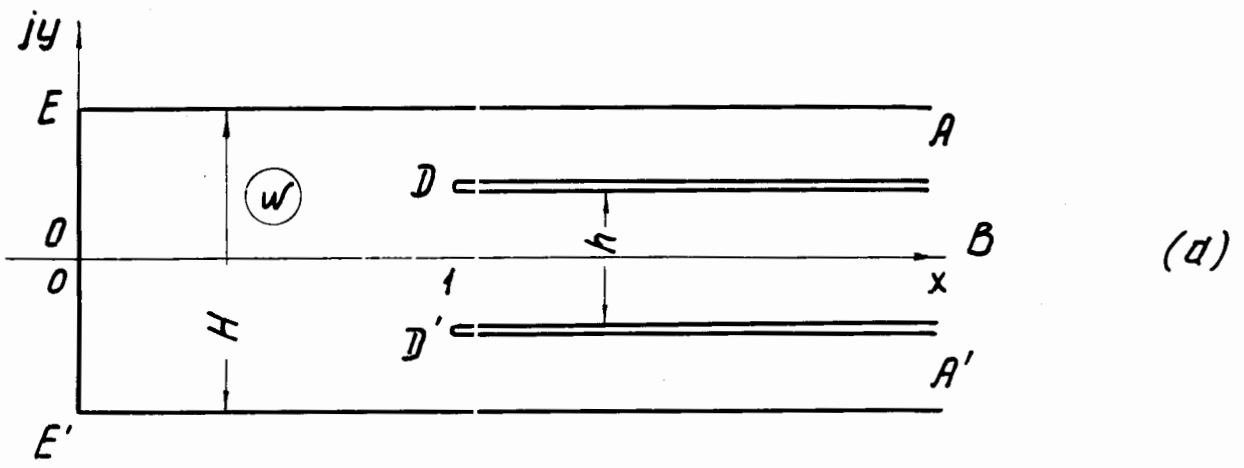
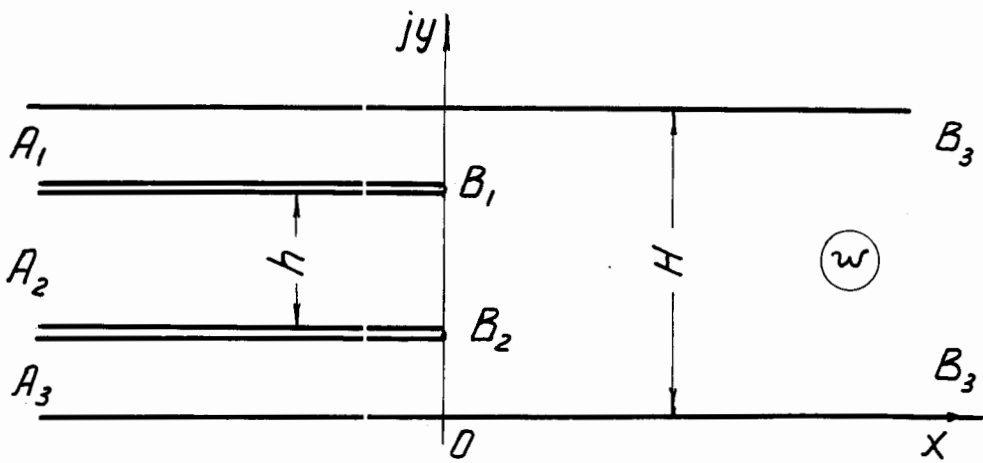
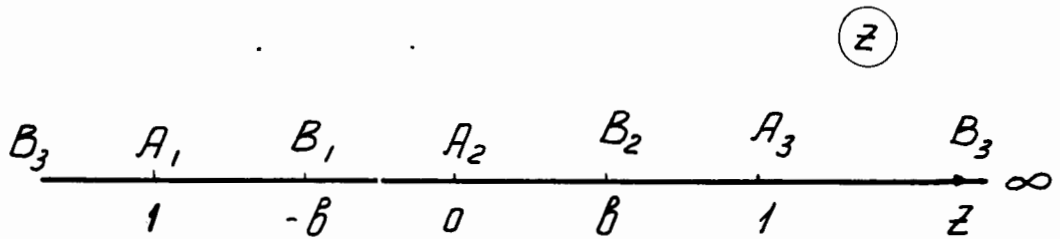


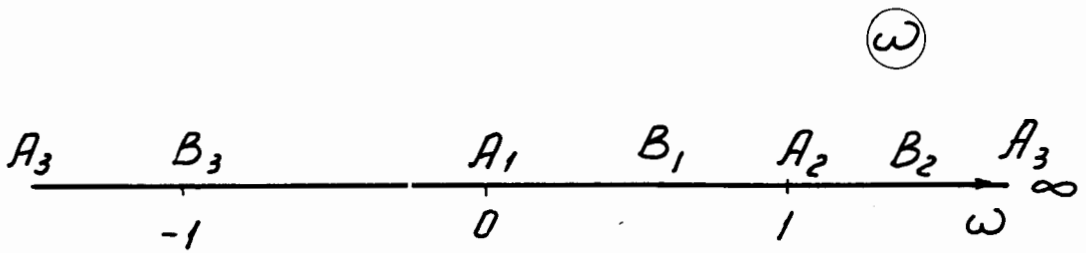
Рис. 1. Последовательность преобразований области  $w$  в область  $\xi$  для строгого решения (1-ый случай)



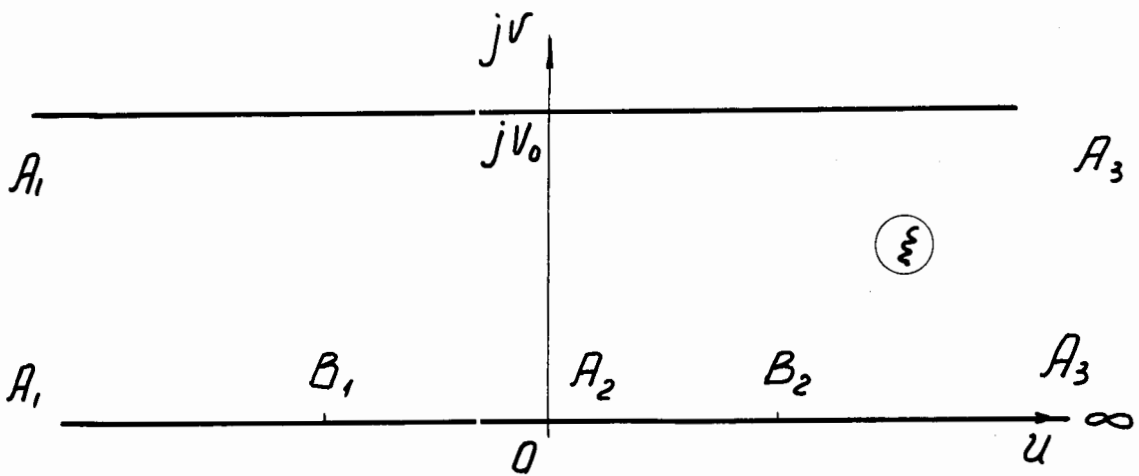
(a)



(b)



(c)



(d)

Рис. 2 Последовательность преобразований области  $\omega$  в область  $\xi$  для второго случая.

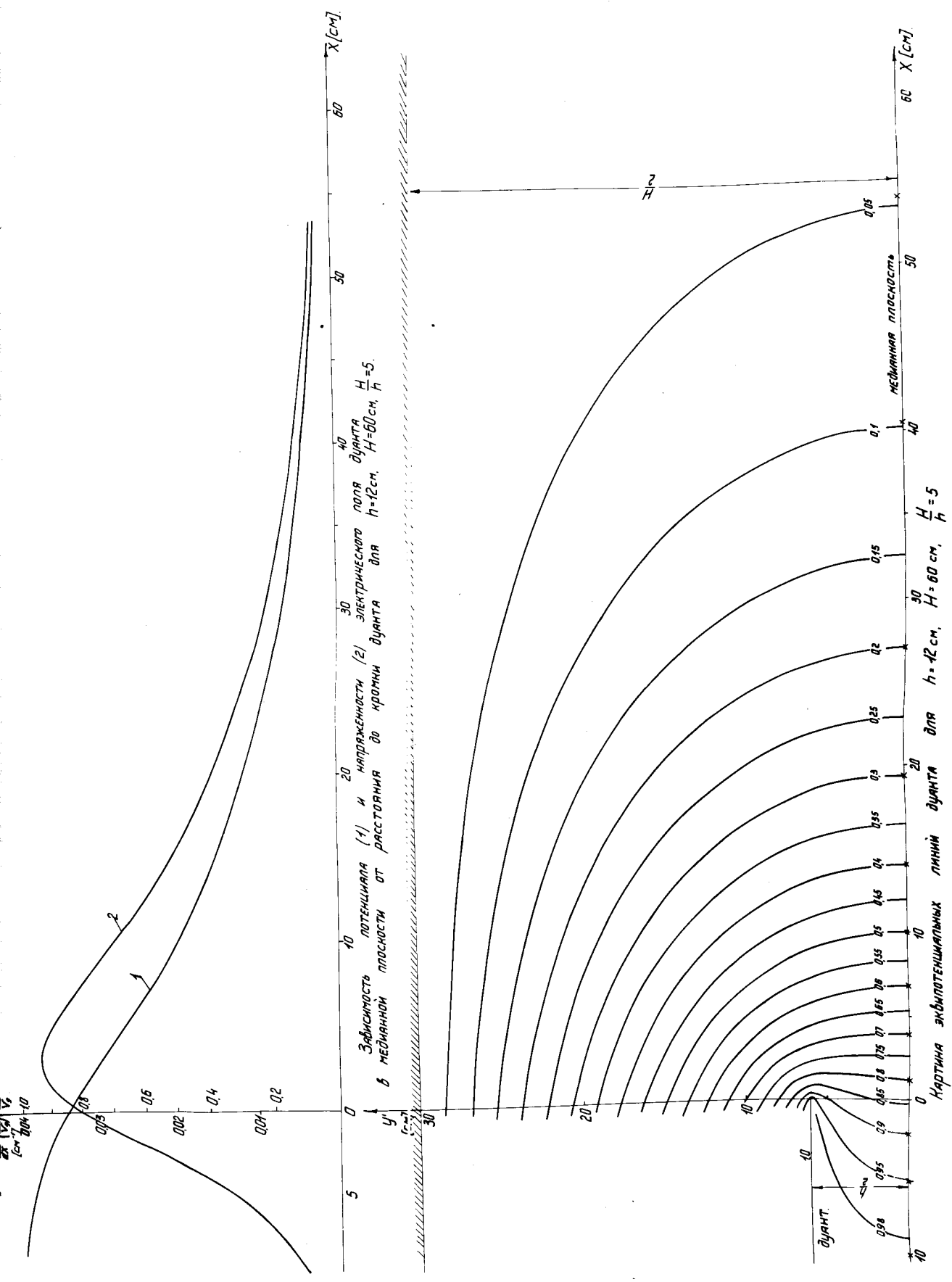


Рис. 3.



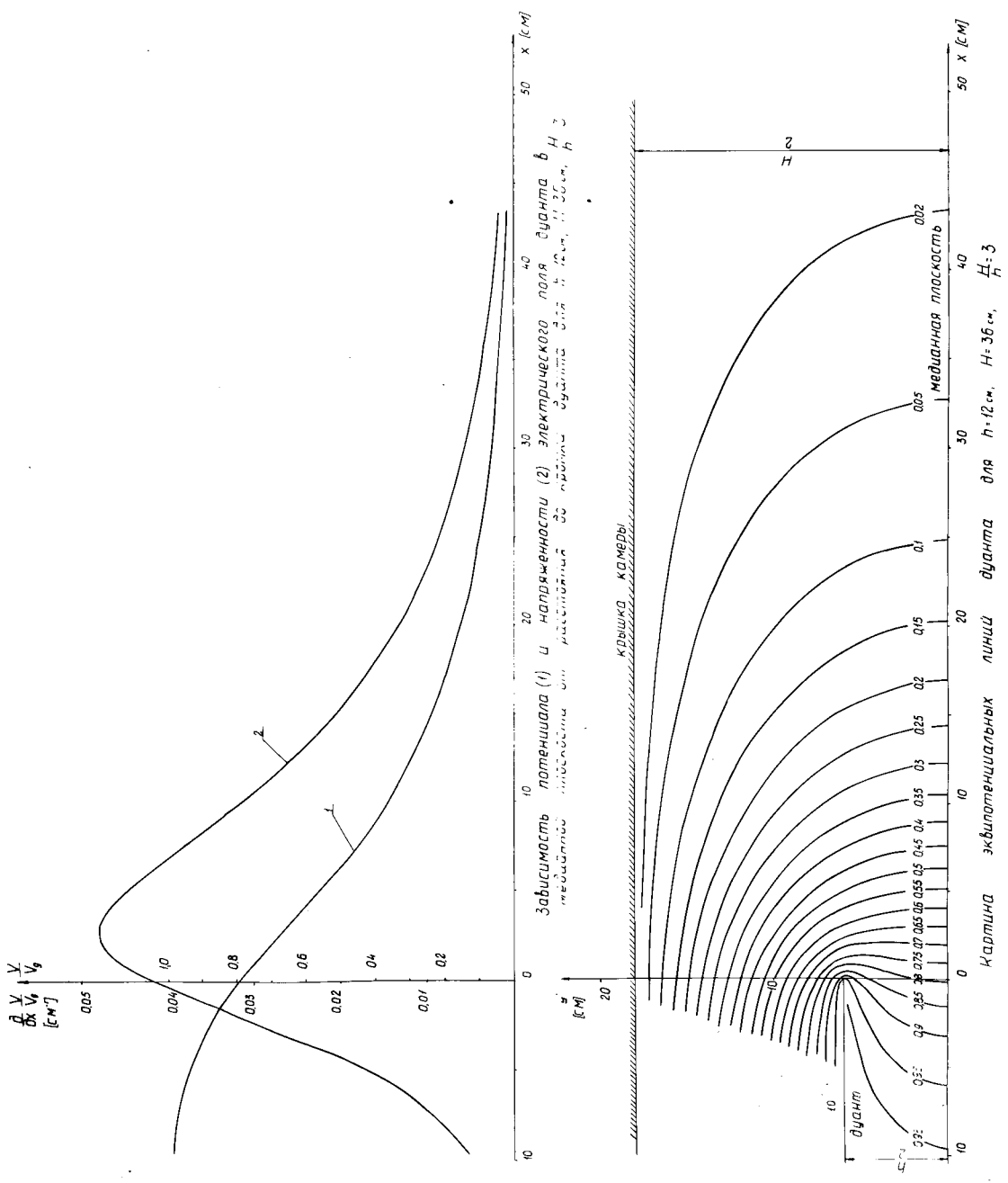


Рис. 5



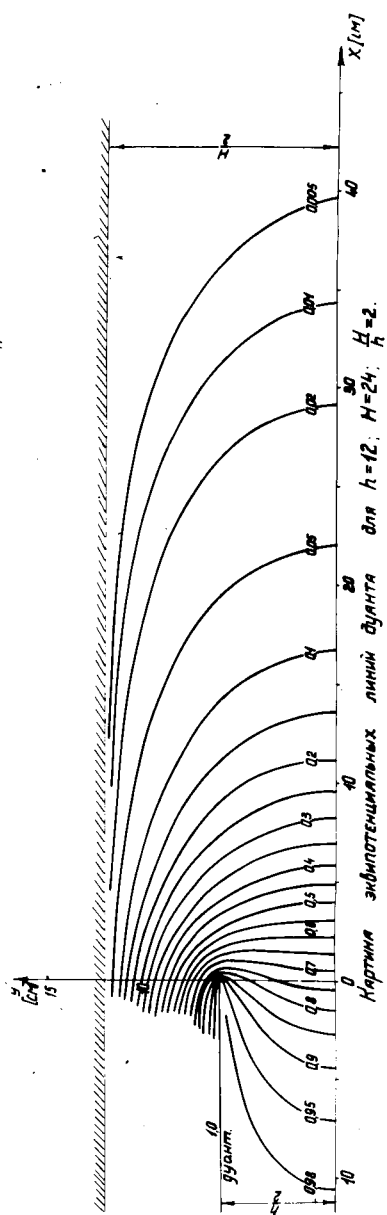
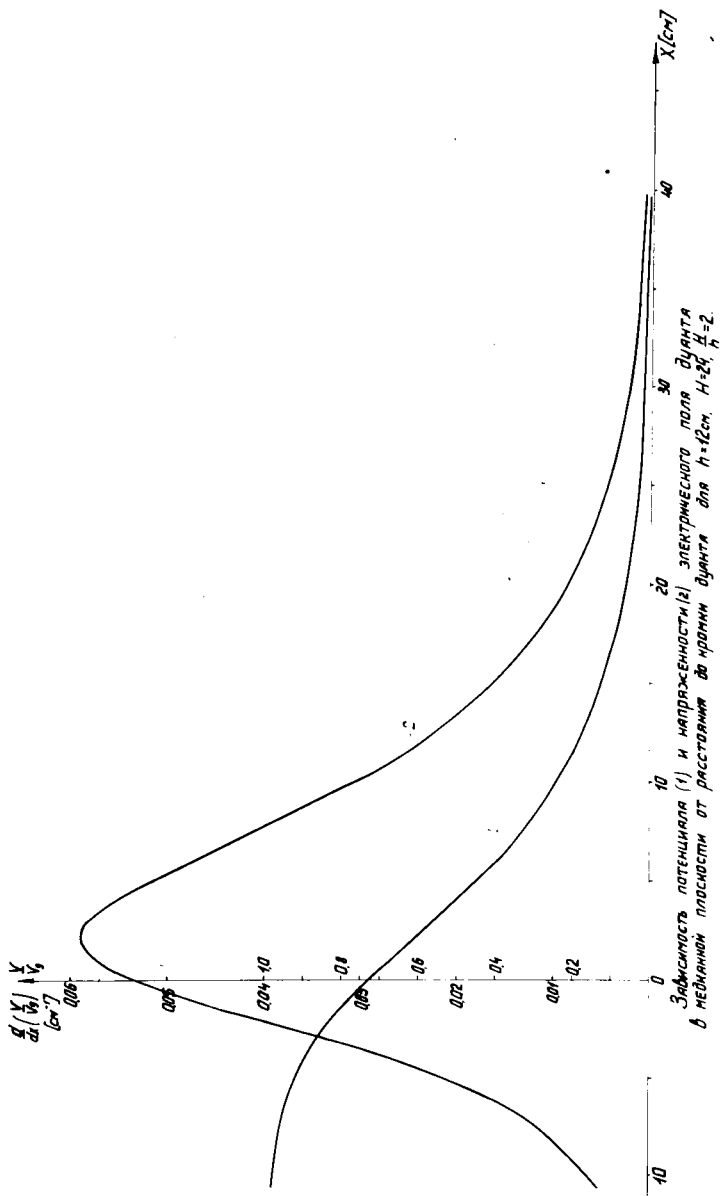
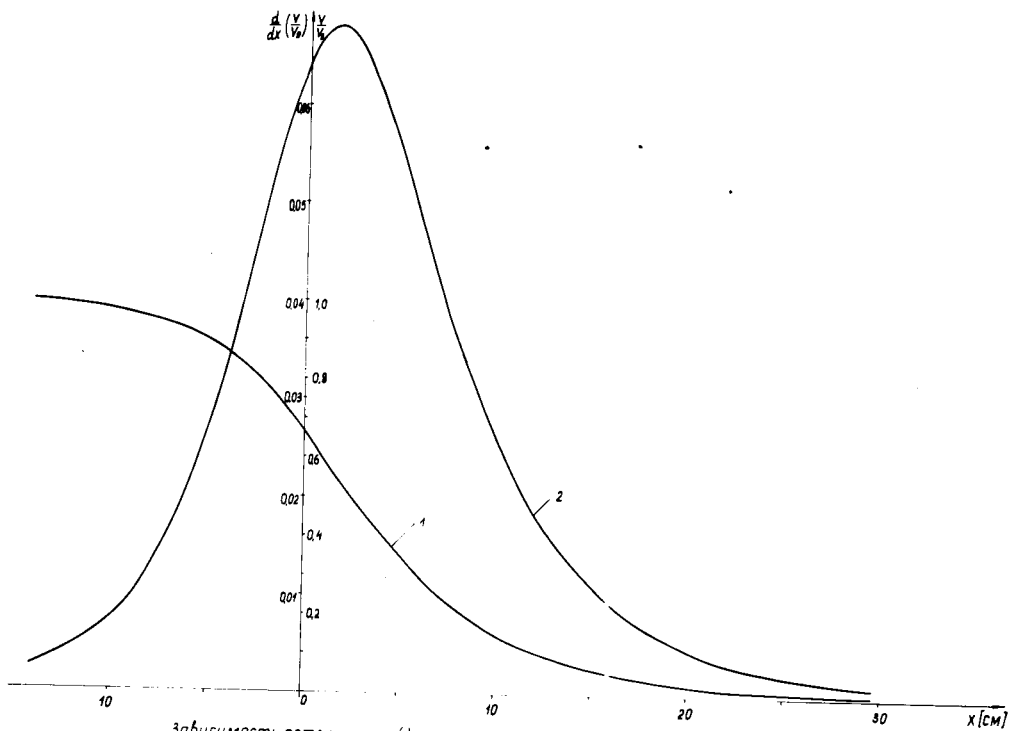
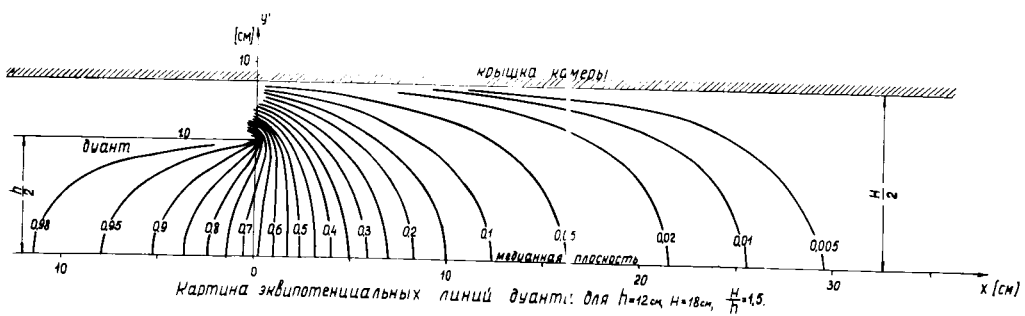


Рис. 6.



Зависимость потенциала (1) и напряженности (2) электрического поля дуанта в медианной плоскости от расстояния до кромки дуанта для  $h=12\text{ см}$ ,  $H=18\text{ см}$ ,  $\frac{H}{h}=1.5$ .



Картина эквипотенциальных линий дуанта: для  $h=12\text{ см}$ ,  $H=18\text{ см}$ ,  $\frac{H}{h}=1.5$ .

Рис. 7.

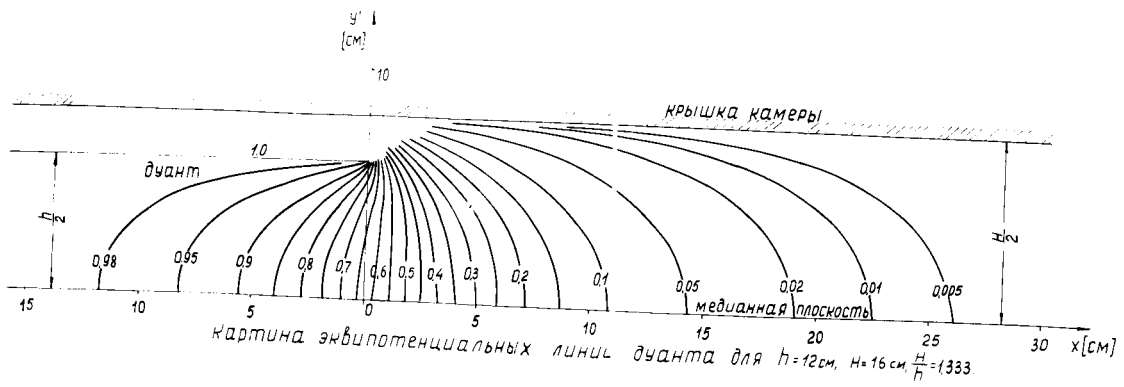
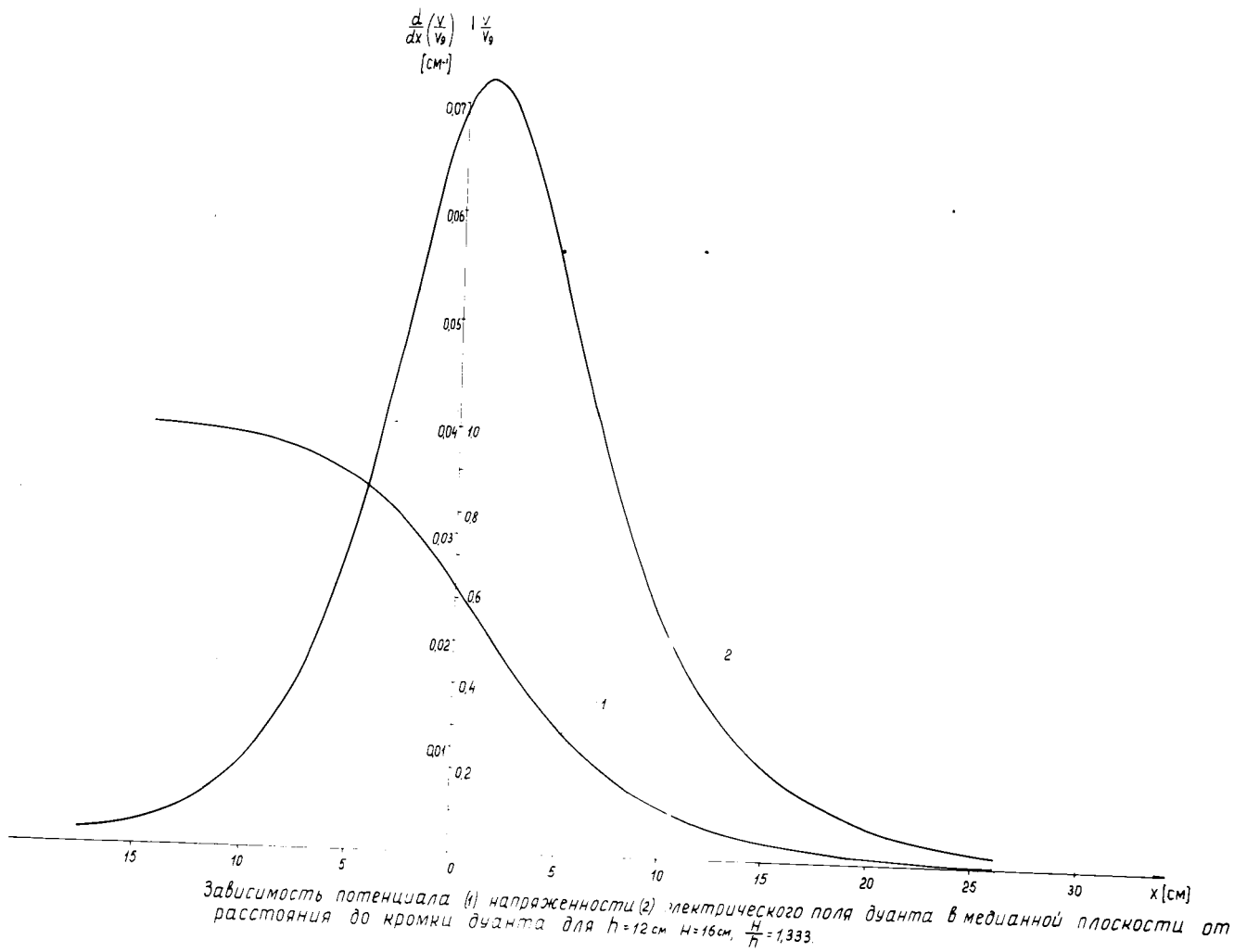
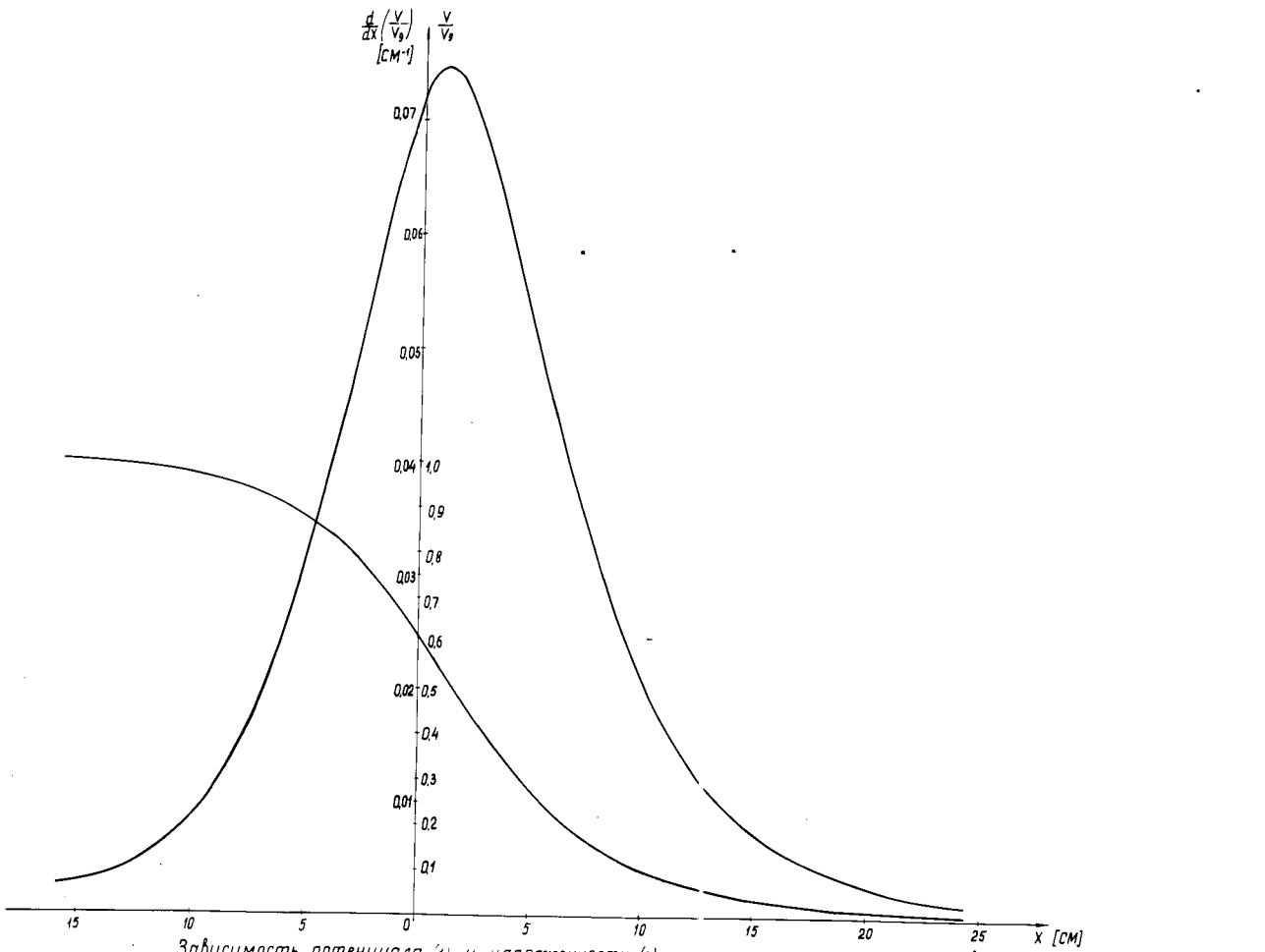
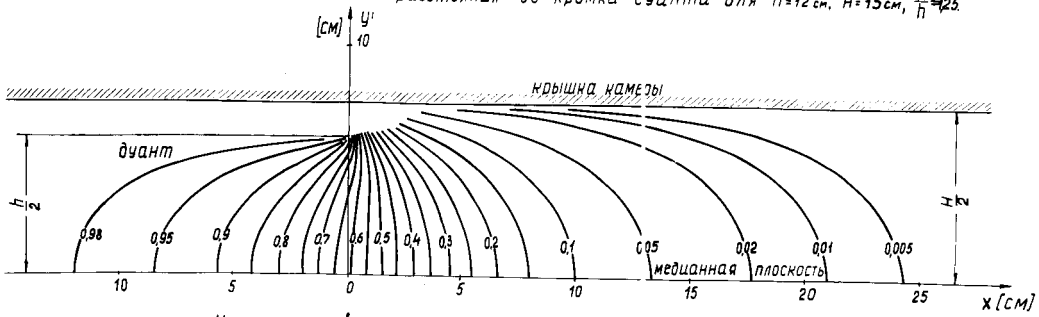


Рис. 8.



Зависимость потенциала (1) и напряженности (2) электрического поля дванта в медианной плоскости от расстояния до кромки дванта для  $h=12$  см,  $H=15$  см,  $\frac{H}{h}=1.25$ .



Картина эквипотенциальных линий дванта для  $h=12$  см,  $H=15$  см,  $\frac{H}{h}=1.25$ .

Рис. 9.

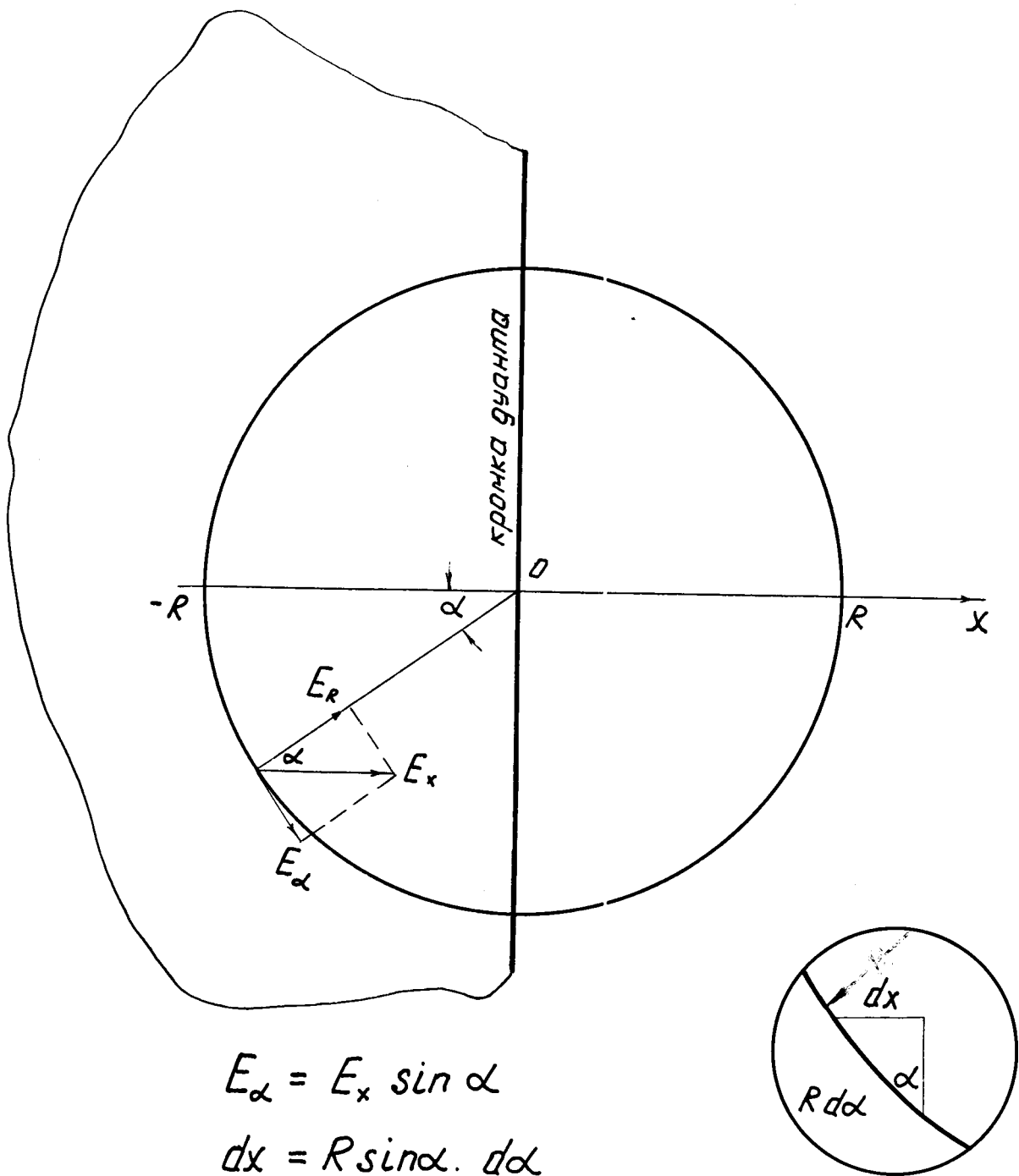


Рис.10 Обозначения используемые при расчете максимального набора энергии за оборот.

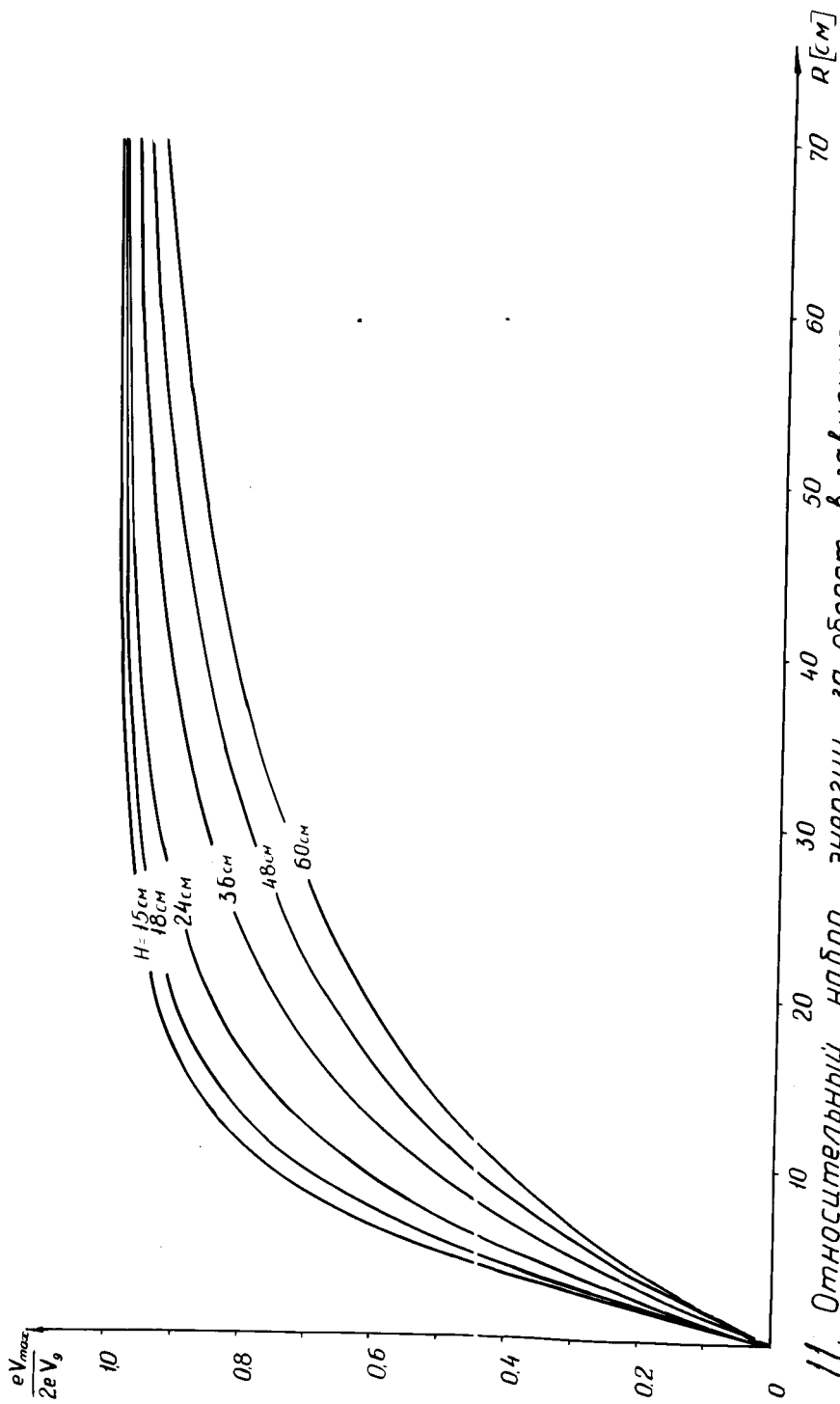


Рис. 11. Относительный набор энергии за оборот в зависимости от радиуса орбиты: апертура камеры  $h$ , апертура дуанта  $h = 12$  см

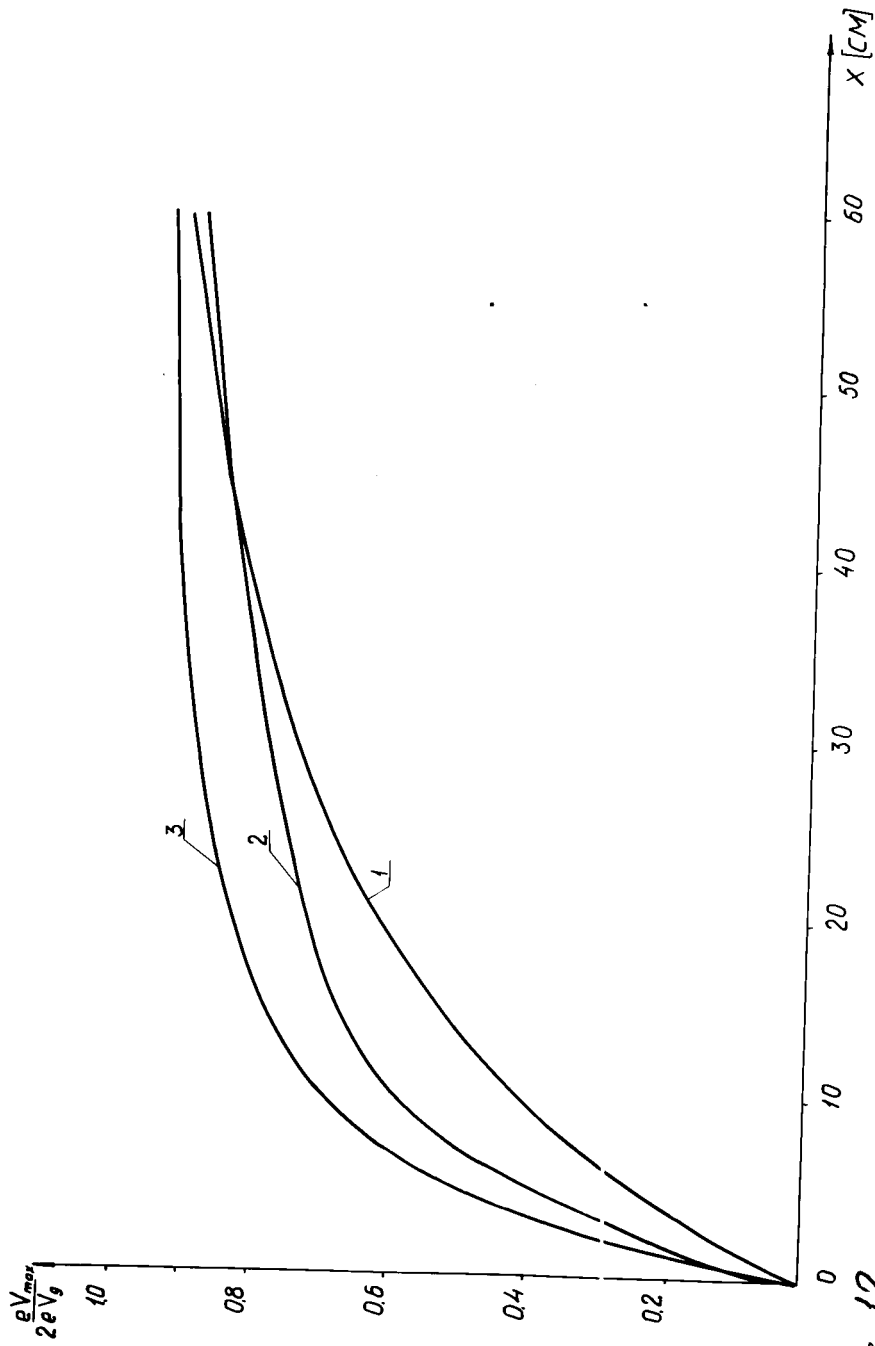


Рис. 12. Сравнение кривых относительного набора энергии за оборот:  
 1-Набор при отсутствии зонного источника (распределение поля рассчитано в данной работе)  
 2-Набор при наличии зонного источника (распределение поля измерено в электролитической ванне)  
 3-Набор рассчитанный по формуле  $\frac{eV_{max}}{2eV_g} = \sqrt{\left(\frac{h}{\pi R}\right)^2 + 1} - \frac{h}{\pi R}$

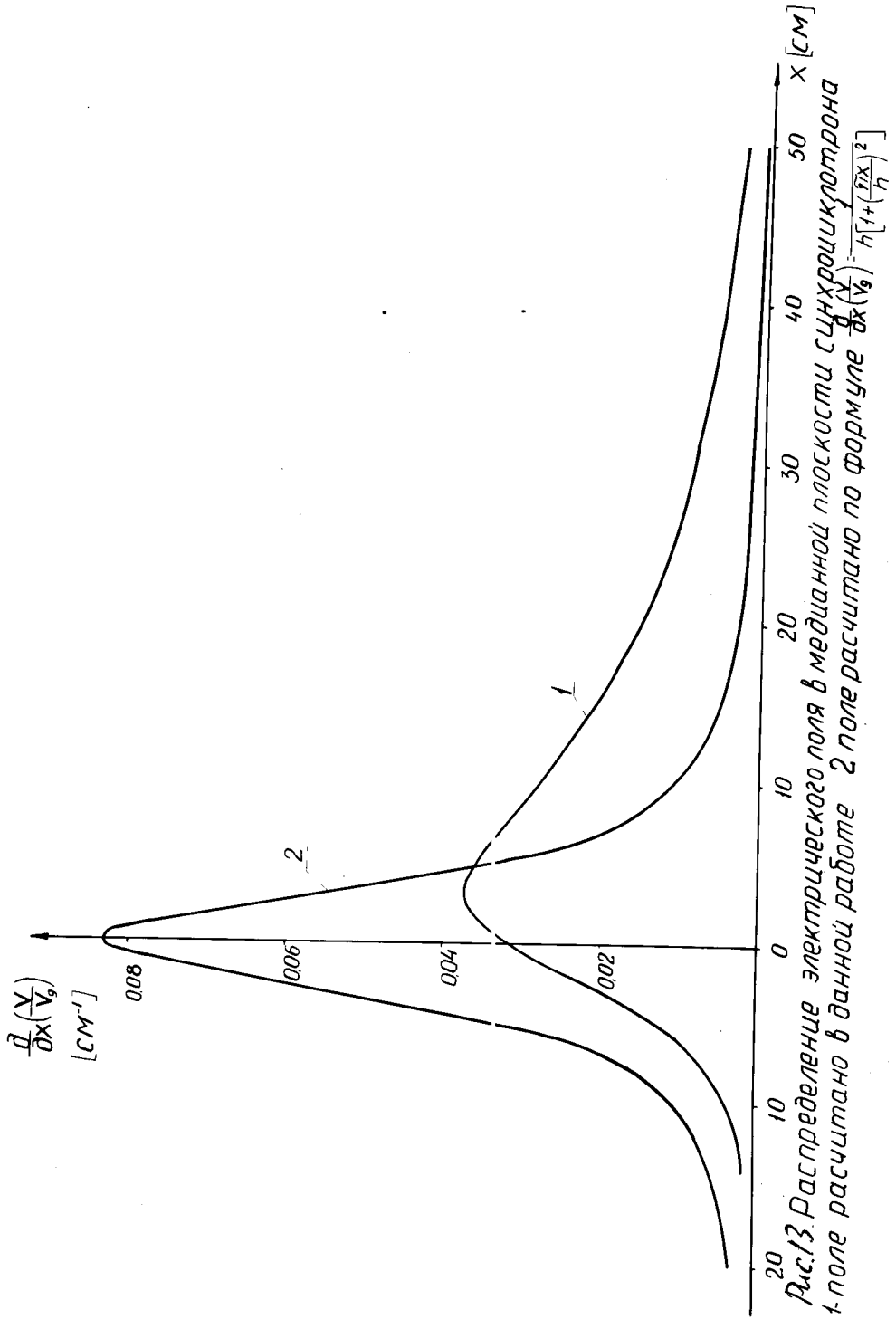


Рис.13. Распределение электрического поля в медленной плоскости сцинтилляционного детектора  
 1-поле рассчитано в данной работе 2 поле рассчитано по формуле  $\frac{d(V/V_0)}{dx} = \frac{h}{h[1+(\frac{dx}{h})^2]}$