

9

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

И Я Ф 13 - 72

В.Т.Астрелин, И.А.Богаченко, Н.С.Бучельникова,

Ю.И.Эйдельман

**ОБТЕКАНИЕ ЦИЛИНДРА
ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМОЙ**

Новосибирск

1972

В.Т.Астрелин, И.А.Богашенко
Н.С.Бучельникова, Ю.И.Эйдельман

ОБТЕКАНИЕ ЦИЛИНДРА ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМОЙ

А Н Н О Т А Ц И Я

Исследовано обтекание цилиндра замагниченной плазмой в условиях, моделирующих условия обтекания искусственных спутников Земли в ионосфере. Изучена зависимость обтекания от скорости потока, магнитного поля, размеров тела. Изучено обтекание при различных потенциалах тела.

Настоящая работа посвящена исследованию обтекания цилиндра замагниченной плазмой в условиях, моделирующих условия обтекания искусственных спутников Земли. Обтекание цилиндра незамагниченной плазмой рассматривалось теоретически /1/, обтекание замагниченной плазмой ранее не исследовалось ни теоретически, ни экспериментально.

1. Описание установки

Эксперименты проводились на установке типа Q - машины. Возможность использования её для исследования обтекания тел замагниченной плазмой была подробно рассмотрена ранее /2/.

Плазма образуется при термической ионизации калия на вольфрамовом ионизаторе диаметром 4 см, нагретом до температуры $T \approx 2000^\circ\text{K}$. Плазма удерживается магнитным полем и представляет собой цилиндрический столб, ограниченный с одного торца ионизатором, а с другого - холодным отрицательно-заряженным электродом ($U = -7\text{ в}$). Плотность плазмы практически однородна вблизи оси столба в области диаметром $\sim 2,5\text{ см}$. Эксперименты проводились в режиме электронного слоя. В этом случае ионы ускоряются в слое, приобретая направленную скорость V_0 и продольную температуру $T_{i||}$ /3/. Плазма течет от ионизатора к холодному электроду со скоростью V_0 . В режиме электронного слоя поток устойчив.

Электроны имеют максвелловскую функцию распределения с температурой $T_e \sim T$, ионы - двухтемпературную максвелловскую функцию с $T_{i||} < T_{i\perp} \sim T$ /2/. Параметры плазмы таковы, что $e-e$ и $e-i$ столкновения не играют роли (длина свободного пробега $l \gg \lambda$), однако, $i-i$ столкновения, приводящие к выравниванию $T_{i||}$ и $T_{i\perp}$, могут оказаться существенными.

Магнитное поле изменялось от 500 до 1600 э, плотность плазмы $n \sim 6 \cdot 10^9\text{ см}^{-3}$, скорость потока плазмы $V_0 \sim (1,2 - 2,1) \cdot 10^5\text{ см/сек}$, температура ионизатора $T = 2000 - 2500^\circ\text{K}$.

Измерения плотности проводились с помощью цилиндрических вольфрамовых зондов длиной 2 мм и диаметром 0,25 мм; скорость потока определялась по периоду Z_H продольных осцилляций плотности на оси следа за телом /3/:

$$Z_H = \frac{V_0 \omega_{hi}}{2\pi}$$

ω_{hi} - ионная циклотронная частота.

Исследовалось обтекание цилиндров диаметром $2R_0 = 3,5$ и 7 мм. Высота цилиндров 3 см, так что для описания следа тела достаточно двумерной картины. Исследуемое тело помещается в плазму перпендикулярно к потоку в зоне однородной плотности. Эксперименты проводились с отрицательно заряженными телами $U = -7$ в (потенциал относительно плазмы $\varphi \sim (-4)$ в).

Условия этих экспериментов хорошо моделируют обтекание тел размером $R_0 \sim 2$ м в ионосфере на высотах $\sim 200-1000$ км [2].

2. Обтекание отрицательно-заряженного цилиндра

($\varphi \sim (-4)$ в)

Измерения в следе за цилиндром проводились с помощью отрицательно-заряженного зонда ($\varphi \sim (-4)$ в). Измерялось отношение тока зонда в данной точке $j(\rho, z)$ к току зонда в невозмущенном потоке $j_0(\rho)$. Оказалось, что плотность в следе значительно меньше невозмущенной, т.е. дебаевский радиус r_D может стать сравнимым с радиусом зонда, т.е. может возрасти эффективная поверхность зонда [4]. В этом случае отношение j/j_0 больше, чем n/n_0 и их различие растет с уменьшением плотности.

Теоретическое рассмотрение показывает, что функция распределения ионов по поперечным скоростям обрезана со стороны малых скоростей и различна в разных точках следа. Оценка плотности по току зонда с учетом изменения функции распределения даёт значения n/n_0 меньшие, чем j/j_0 , причем различие максимально в ближайшей к пластинке зоне следа и в районе минимумов плотности в следе.

Таким образом, следует иметь в виду, что все экспериментальные результаты представлены в виде кривых j/j_0 , которые могут отличаться от кривых n/n_0 в области малых значений j/j_0 .

На рис.1 показаны характерные сечения следа за цилиндром ($2R_0 = 7$ мм, $H = 1100$ э, $U = -1,6 \cdot 10^5$ см/сек). Видно, что след имеет осцилляторную структуру с периодом осцилляции Z_H . Периодичность сглаживается в районе второго минимума. Продольные се-

чения следа имеют различный характер в области "тени" цилиндра ($\rho/R_0 \approx 1$) и вне её.

Изменение магнитного поля заметно влияет на обтекание. Из рис.2 ($H \sim 700-1600$ э) видно, что при увеличении магнитного поля уровень следа падает.

Увеличение скорости потока приводит к росту уровня следа (рис.3), если отношение периода осцилляции к радиусу цилиндра имеет величину $Z_H/R_0 \sim 10-20$. При больших значениях этого отношения ($Z_H/R_0 \sim 25-30$) обтекание практически не зависит от скорости, за исключением ближней зоны следа (рис.4).

Период осцилляции следа растет пропорционально скорости и обратно пропорционально магнитному полю.

Увеличение размера цилиндра приводит к уменьшению уровня следа. Это видно из рис.5.

Можно ожидать, что характерными параметрами при обтекании объёмного тела являются отношение его поперечного размера к ларморовскому радиусу и продольного размера к периоду осцилляции Z_H , для цилиндра R_0/ρ_H и R_0/Z_H ($R_0/Z_H = \frac{1}{2\pi} \frac{V_T}{V_0} R_0/\rho_H$) соответственно. Следует ожидать, что при сохранении этих параметров будет выполняться закон подобия при обтекании цилиндров разного размера. Действительно, оказывается, что при сохранении R_0/ρ_H и V_0/V_T следы цилиндров разного размера практически совпадают [5], что показано на рис.6. Для сравнения обтекания цилиндра и пластинки с одинаковыми R_0 проводился эксперимент, в котором потенциал обеих тел был равен потенциалу плазмы U_0 . Оказалось (рис.7), что при малых значениях параметра R_0/Z_H ($Z_H/R_0 \sim 30$) следы пластинки и цилиндра совпадают, при больших - расходятся. Сравнение обтекания отрицательно-заряженного цилиндра и пластинки проводилось ранее [5]. Было показано, что R_0/Z_H является характерным параметром и в этом случае.

Физический смысл наблюдаемых эффектов можно понять с помощью простой схемы. Рассмотрим ионы, пересекающие в момент времени $t=0$ какую-нибудь силовую линию магнитного поля в некоторой точке $z = z_0$. Через время, равное циклотронному периоду τ_H , все эти ионы пересекут эту же линию на расстоянии $Z_H = V_0 \tau_H$ от точки $z = z_0$, совершив оборот по циклотронной орбите. Таким

образом, на расстоянии Z_N на каждой силовой линии будет воспроизведена функция распределения ионов по скоростям, а в плоскости $Z = Z_0 + Z_N$ та же картина распределения плотности, что и в

плоскости $Z = Z_0$. Если между точками Z_0 и $Z_0 + Z_N$ находится тело, то в след, естественно, попадут только те ионы, траектории которых не пересекают тело. Ясно, что на расстоянии $Z_N, 2Z_N, \dots$ от тела ионов в следе быть не должно. Это определяет осцилляторную структуру следа.

На рис.8а (кривые 1-3) показаны проекции на плоскость $\varphi-Z$ траекторий частиц с одинаковым φ_N , вылетающих из точки Z_0 на оси в разных фазах (рассматривается точка Z_0 , находящаяся на расстоянии $Z_N/2$ от тела), на рис.8г - проекции траекторий на плоскость $\varphi-y$. Видно, что частицы, вылетающие в фазе 1, обгибают цилиндр на расстоянии $2\varphi_N$ от оси. Стрелки 1-3 на рис.8г показывают направление вылета частиц в момент времени $t=0$. Частицы с фазами от 2 до 3 гибнут на теле. Отношение угла 2-3 (рис.8г) к полному углу 180° (рассматривается только половина фаз) даёт долю частиц, гибнущих на теле.

На рис.8а, б, г пунктиром показаны предельные траектории при обтекании пластинки шириной $2R_0$. Для рассматриваемого случая траектории пересекают плоскость пластинки в момент времени $t = \tau_N/2$. В отличие от этого поверхности цилиндра предельные траектории касаются в момент времени несколько больший (2) или меньший (3), чем $\tau_N/2$, так что $t = \tau_N/2 \pm \Delta\tau$.

В след цилиндра попадают частицы, которые в момент $\tau_N/2 \pm \Delta\tau$ находятся вне цилиндра. Таким образом, предельные фазы 2,3 можно определить по точкам пересечения окружности радиуса φ_N с краями проекции цилиндра в соответствующих точках $\tau_N/2 \pm \Delta\tau$ (рис.8г). Из рис.8а, г видно, что доля частиц, гибнущих на теле, для цилиндра больше, чем для пластинки, т.ч. уровень следа цилиндра должен быть ниже. Различие между цилиндром и пластинкой (величина $\Delta\tau$) уменьшается с ростом Z_N (рис.8а, б), т.ч. в пределе при малых R_0/Z_N следы должны совпадать.

На рис.8в показано, как меняются траектории в фазе 1 при изменении T_1 (1,2), H (1,3) и V_0 (1,4). Поскольку Z_N растёт с ростом V_0 , доля частиц, гибнущих на цилиндре, уменьшается и уровень следа должен расти, приближаясь к уровню за пластинкой.

Когда $\Delta\tau$ становится пренебрежимо малым, угол между предельными фазами практически одинаков для цилиндра и пластинки. Для пластинки этот угол зависит только от отношения R_0/φ_N и не зависит от V_0 , т.ч. при дальнейшем увеличении V_0 след не должен меняться.

При уменьшении магнитного поля или R_0 (уменьшении R_0/φ_N) угол между предельными фазами уменьшается (2'-3' на рис.8г) и уровень следа должен расти.

Мы проводили это рассмотрение в предположении, что все частицы имеют одинаковый ларморовский радиус, и рассмотрели зависимость от параметров, связанную с распределением по фазам.

Если есть распределение по поперечным скоростям (по φ_N), то при изменении параметров может меняться доля частиц этого распределения, попадающих в след. Действительно, в след на оси могут попасть только те частицы, у которых $2\varphi_N > R_0$, так что функция распределения в следе обрезана со стороны малых скоростей. Доля частиц с большими ларморовскими радиусами в распределении определяется отношением $\bar{\varphi}_N/R_0$ ($\bar{\varphi}_N$ -средний ларморовский радиус), т.е. увеличивается при уменьшении R_0, H и увеличении T_1 и не меняется при изменении V_0 (рис.8в). Таким образом, уровень следа должен возрастать при уменьшении R_0 и H и увеличении T_1 и не должен зависеть от V_0 .

Мы видим, что и из-за распределения по скоростям и из-за распределения по фазам уровень следа должен возрастать с уменьшением R_0/φ_N . Зависимость от V_0 связана только с распределением по фазам и должна наблюдаться в области больших R_0/Z_N , где $\Delta\tau$ не мало по сравнению с $\tau_N/2$.

Разброс по продольным скоростям приводит к появлению конечной плотности в минимуме осцилляции на оси, размыванию следа в Z -направлении и полной потере осцилляторной структуры через несколько периодов /3/.

Разброс по поперечным скоростям приводит к размыванию поперечного сечения.

3. Обтекание при разных потенциалах цилиндра

Было исследовано влияние потенциала тела на картину обтекания. В этих экспериментах существенную трудность представляет работа с потенциалами, близкими к потенциалу плазмы. Дело в том, что при работе с щелочными плазмами существенную роль могут играть контактные разности потенциала (КРП), возникающие из-за образования на теле пленки щелочного металла (при работе с калием КРП может достигать 2-3 в) /3/. Поскольку площадь цилиндра довольно велика, существенной может оказаться неоднородность КРП. Поэтому представляется не очень надежным независимое определение потенциала плазмы (например, по вольтамперной характеристике зонда).

Сказалось, что форма радиального сечения следа существенно меняется при переходе из области отрицательного потенциала в область положительного (см. рис. 9). Это понятно, поскольку при положительном потенциале на теле электроны, попадающие в след, поглощаются телом, так что сечение следа приближается к геометрическому сечению тела. Строя набор кривых $n(\varphi)$ в каком-нибудь сечении при различных потенциалах с шагом 0,1 в, можно определить переходную точку с точностью $\sim 0,2$ в. Этот потенциал перехода и принимался за потенциал плазмы U_0 . В режиме рис. 9 он оказался равным -3,3 в. Правильность такого измерения потенциала плазмы можно проверить, определяя плавающий потенциал U -плав и сравнивая разность U -плав - U_0 с расчетным значением плавающего потенциала относительно потенциала плазмы φ -плав - φ_0 /3/. Такое сравнение было проведено для пластинки. Оказалось, что в режиме рис. 9 U -плав - $U_0 = 0,7$ в хорошо согласуется с φ -плав - $\varphi_0 = 0,8$ в, так что принятая методика позволяет определять потенциал плазмы достаточно точно. Отметим, что абсолютная величина потенциала плазмы в этом режиме согласно расчету /3/ равна $\varphi_0 \sim 0,2$ в.

На рис. 9 показаны радиальные сечения следа в максимуме осцилляции, на рис. 10 - продольные сечения на оси при разных потенциалах. На рис. 11 приведены сечения следа за цилиндром при потенциале плазмы и некоторые сечения при $U = -7,5$ и -20 в.

Видно, что увеличение отрицательного потенциала вначале слабо влияет на след, а затем приводит к постепенному уменьшению уровня. Форма следа при небольших потенциалах меняется мало. С ростом потенциала поперечные сечения следа расширяются, что особенно четко видно по сечениям в ближней зоне. Эти факты можно объяснить,

принимая во внимание, что у поверхности заряженного тела образуется слой объемного заряда, причём размер слоя возрастает с ростом потенциала. При небольших потенциалах размер слоя мал и след практически не меняется. С увеличением потенциала частицы, попадающие в слой, проводят в слое большее время и подвергаются действию большего поля. Под действием этого поля часть частиц изменяет траектории, что приводит к изменению функций распределения в следе (разному в разных точках). Часть частиц гибнет на теле, что эквивалентно росту эффективного размера тела и приводит к понижению уровня и расширению поперечного сечения следа.

Величина потенциала $U_{зр}$, при котором след начинает изменяться, различна в разных режимах. Оказалось, что она уменьшается с ростом параметра R_0/Z_H

R_0/Z_H	0,033	0,053	0,087
$U_{зр}(\varphi_{зр})$	-10 в (-6,6 в)	-4 в (-0,7 в)	(-3) в (-0,4 в)

Поскольку $R_0/Z_H = \frac{1}{2R} \frac{V_T}{V_0} R_0/\varphi_H$, существенным, по-видимому, является изменение V_0 и φ_H : с ростом V_0 частицы меньше время проводят в слое и меньше отклоняются; с ростом φ_H меньше число частиц попадает в слой.

Увеличение положительного потенциала приводит к качественному изменению вида следа: края поперечного сечения становятся резкими, сечение становится одинаковым по всему следу, за исключением ближней зоны, исчезает осцилляторная структура в продольных сечениях. С ростом потенциала растет поперечное сечение, что свидетельствует о росте эффективного размера тела из-за увеличения размера слоя.

Как уже говорилось, приведенные факты можно объяснить тем, что электроны, попадающие в след, поглощаются положительно заряженным телом. Однако, обращает на себя внимание, что уровень в следе не падает до минимального при небольших значениях φ , а меняется постепенно, достигая стационарного уровня при $\varphi \sim$ несколько вольт. Это можно объяснить, предполагая существование отрицательно-заряженной области в ближней зоне следа. Наличие такой области с минимумом потенциала вблизи тела было показано теоретически /1,6/. Отражение электронов от потенциального барьера должно приводить к захвату их в следе, т.к. с другого торца плазма ограничена отрицательно-заряженным электродом.

Увеличение положительного потенциала тела должно приводить к уменьшению потенциального барьера, увеличению потока электронов на теле и, следовательно, уменьшению плотности в следе. При достаточно большом потенциале тела потенциальный барьер становится малым, т.е. практически все электроны, попадающие в след, гибнут на теле и плотность в следе достигает стационарного малого уровня.

Следует отметить, что при положительном потенциале на цилиндре между ним и ионизатором протекает ток, что приводит к возбуждению ионно-циклотронной неустойчивости /7/. Неустойчивость проявляется в регулярных синусоидальных колебаниях с ионно-циклотронной частотой ($f \sim 40-50$ кгц при $H=1000$ э) и амплитудой $\frac{n}{n_0} \lesssim 0,5$. Колебания наблюдаются и в области следа, но амплитуда их здесь значительно меньше. Поскольку ранее было показано /7/, что регулярные ионно-циклотронные колебания не приводят к заметному переносу плазмы поперек магнитного поля, не видно механизма, с помощью которого неустойчивость могла бы влиять на обтекание.

4. Сравнение эксперимента с расчетом

Было проведено сравнение эксперимента с расчетом по теории /6/ в "нейтральном" приближении. В этом приближении не учитывается влияние на движение ионов электрического поля, возникающего в следе. При расчете учитывалось изменение $T_{||}$ и T_{\perp} по z из-за ион-ионных столкновений методом, описанным в работе /2/ (формула Д.9 работы /2/). Плотность ионов за цилиндром, отнесенная к невозмущенной плотности, определяется выражением

$$\frac{n(\rho, z)}{n_0} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\alpha\beta}}{\pi} \frac{R_0}{2\rho_H} \int_0^{\infty} dv' e^{-(v'-v_0)^2} \int_{-R_0}^{R_0} dx \sum_{i=1,2} \frac{a_i}{\left| \sin \frac{z+R_0-\bar{z}_i}{2\rho_H v'} \right|} \exp \left[-\frac{\beta(\rho-x)^2}{4\rho_H^2 \sin^2 \frac{z+R_0-\bar{z}_i}{2\rho_H v'}} \right]$$

где $\bar{z}_1 = R_0 + \sqrt{R_0^2 - x^2}$; $\bar{z}_2 = R_0 - \sqrt{R_0^2 - x^2}$,

$$a_i = 1 + \frac{R_0}{2\rho_H} (x-\rho) \frac{d\bar{z}_i}{dx} \operatorname{ctg} \frac{z+R_0-\bar{z}_i}{2\rho_H v'}$$

$$\alpha = T/T_{||}; \beta = T/T_{\perp}; v' = v_{||}/v_T; v_0' = v_0/v_T; v_T = \sqrt{2T/M}$$

Результаты численного расчета $n(\rho, z)/n_0$ по этой формуле представлены сплошными кривыми на рис.11. С расчетными кривыми сравниваются кривые $j(\rho, z)/j_0$, снятые при потенциале цилиндра, равном потенциалу плазмы. Видно, что эксперимент удовлетворительно описывается расчетом, так что "нейтральное" приближение теории /6/ можно использовать для описания обтекания цилиндра замагниченной плазмой.

С целью проверки качественной картины обтекания цилиндра был проведен расчёт радиальных сечений следа за цилиндром и пластинкой в разных режимах, различающихся значениями R_0/z_H . Оказалось, что сечения следа за цилиндром и пластинкой совпадают при малых значениях R_0/z_H и начинают расходиться при $R_0/z_H \gtrsim 0,1$. Так при $R_0/z_H = 0,135$ различие на оси составляет в ближней зоне $\sim 25\%$, в максимуме - 5% (в следе цилиндра плотность меньше). Таким образом, расчет подтверждает качественную картину и роль "геометрического" фактора в различии обтекания пластинки и цилиндра.

Следует отметить, что экспериментально различие цилиндр-пластинка наблюдается при значениях R_0/z_H , меньших 0,1 (рис.7). Однако, экспериментальный материал недостаточен и этот факт требует дополнительной проверки. Зависимость плотности в следе от скорости, которая может быть связана с "геометрическим" фактором также наблюдается при значениях R_0/z_H , меньших 0,1. Поскольку эти эксперименты проводились с заряженным телом ($U = -7$ в), появление зависимости от V_0 при малых R_0/z_H может быть связано с электрическим полем тела.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.В.Гуревичу за постоянное сотрудничество и ценные обсуждения.

ДАННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

№ № рис.	Обо- зна- че- ния	2R ₀ , мм	H, эрт	V ₀ , см/сек.	T, °K	n ₀ , см ⁻³	V ₀ / V _T	ρ _н , см	R ₀ / ρ _н	Z _н / R ₀	-φ ₀ , β	-εφ ₀ / T
1	•	7	1100	1,6·10 ⁵	2150	1·10 ⁹	1,6	0,35	1	10	0,3	1,7
2	•		700		2460	1·10 ⁹	1,5	0,58	0,3	31		1,3
	x	3,5	1000	1,5·10 ⁵	2000	2·10 ⁹	1,6	0,37	0,5	21	0,3	1,7
	o		1400		2040	5·10 ⁹	1,6	0,27	0,6	15		1,6
	+		1600		2020	3·10 ⁹	1,6	0,23	0,7	13		1,7
3	•			1,5·10 ⁵	2020		1,6	0,23	0,7	13	0,3	1,7
	x	3,5	1600	2,1·10 ⁵	2410	3·10 ⁹	2,1	0,26	0,7	19	0,7	3,4
4	•			1,2·10 ⁵	1880	4·10 ⁹	1,3	0,53	0,3	24	0,2	0,9
	x	3,5	700	1,5·10 ⁵	2460	1·10 ⁹	1,5	0,59	0,3	31	0,3	1,3

№ № рис.	Обо- зна- че- ния	2R ₀ , мм	H, эрт	V ₀ , см/сек.	T, °K	n ₀ , см ⁻³	V ₀ / V _T	ρ _н , см	R ₀ / ρ _н	Z _н / R ₀	-φ ₀ , β	-εφ ₀ / T
5	•	3,5	1000	1,5·10 ⁵	2000	2·10 ⁹	1,6	0,37	0,5	21	0,3	1,7
	x	7	1100		2020	1·10 ⁹	1,5	0,34	1	10	0,2	1,3
6	•	3,5	1600	2,1·10 ⁵	2410	3·10 ⁹	2,1	0,26	0,7	19	0,7	3,4
	x	7	800			2·10 ⁹	2,1	0,51	0,7	19		
7a)			700	1,5·10 ⁵	2460	3·10 ⁹	1,5	0,59	0,3	31	0,3	1,3
6)	•	3,5	1400	1,5·10 ⁵	2150	4·10 ⁹	1,6	0,28	0,6	14	0,3	1,7
в)			1600	1,3·10 ⁵	2020	6·10 ⁹	1,4	0,24	0,7	11	0,2	1,2
8	•	3,5	1000	1,3·10 ⁵	2260	2·10 ⁹	1,3	0,40	0,4	19	0,2	1
10	•	3,5	1000	1,3·10 ⁵	2260	2·10 ⁹	1,3	0,40	0,4	19	0,2	1
11	•	3,5	1000	1,4·10 ⁵	2150	2·10 ⁹	1,5	0,39	0,4	21		1,3
	o, x			1,3·10 ⁵	2260		1,3	0,40	0,4	19	0,2	1

Л и т е р а т у р а

- / 1 / А.В.Гуревич, Л.П.Питаевский, В.В.Смирнова. УФН 99, 3, 1969.
/ 2 / И.А.Богаченко, А.В.Гуревич, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман.
ЖЭТФ, 59, 1540, 1970.
/ 3 / А.В.Гуревич, Р.А.Салимов, Н.С.Бучельникова. Теплофизика
высоких температур 7, 852, 1969.
/ 4 / Ю.М.Каган, В.И.Перель. УФН L XXX, 410, 1963.
/ 5 / В.Т.Астрелин, И.А.Богаченко, Н.С.Бучельникова, Ю.И.Эй -
дельман. ПМТФ.
/ 6 / Я.Л.Альперт, А.В.Гуревич, Л.П.Питаевский. "Искусственные
спутники в разреженной плазме", Наука, Москва, 1964.
/ 7 / Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. ПМТФ 4,
149, 1968.

Подписи к рисункам

Рис.1. Сечения следа за цилиндром. $2R_0 = 7$ мм, $H = 1100$ э,
 $V_0 \approx 1,6 \cdot 10^5$ см/сек.

Рис.2. Сечения следа при различных магнитных полях. $2R_0 = 3,5$ мм,
 $V_0 \approx 1,5 \cdot 10^5$ см/сек;
• - $H = 700$ э, х - $H = 1000$ э, о - $H = 1400$ э, +- $H = 1600$ э.

Рис.3. Сечения следа при различных скоростях потока плазмы.
 $2R_0 = 3,5$ мм, $H = 1600$ э ;
• - $V_0 \approx 1,5 \cdot 10^5$ см/сек, $R_0/z_H \approx 0,076$;
х - $V_0 \approx 2,1 \cdot 10^5$ см/сек, $R_0/z_H \approx 0,052$.

Рис.4. Сечения следа при различных скоростях потока плазмы.
 $2R_0 = 3,5$ мм, $H = 700$ э ;
• - $V_0 \approx 1,2 \cdot 10^5$ см/сек, $R_0/z_H \approx 0,041$;
х - $V_0 \approx 1,5 \cdot 10^5$ см/сек, $R_0/z_H \approx 0,032$.

Рис.5. Сечения следа за цилиндрами различных размеров.
• - $2R_0 = 3,5$ мм, $H = 1000$ э, $V_0 \approx 1,5 \cdot 10^5$ см/сек,
 $R_0/\rho_H \approx 0,5$;
х - $2R_0 = 7$ мм, $H = 1100$ э, $V_0 \approx 1,5 \cdot 10^5$ см/сек, $R_0/\rho_H \approx 1$.

Рис.6. Сечения следа за цилиндрами различных размеров.
 $V_0 \approx 2,1 \cdot 10^5$ см/сек, $R_0/\rho_H \approx 0,68$;
• - $2R_0 = 3,5$ мм, $H = 1600$ э ;
х - $2R_0 = 7$ мм, $H = 800$ э.

Рис.7. Радиальные сечения следа за пластинкой () и цилиндром (х)
при различных R_0/z_H .

$$U = U_0, \quad 2R_0 = 3,5 \text{ мм}, \quad z/z_H \approx 0,4 \text{ (max)}.$$

а) $N=700$ э, $V_0 \approx 1,5 \cdot 10^5$ см/сек, $R_0/z_H \approx 0,032$;

б) $N=1400$ э, $V_0 \approx 1,5 \cdot 10^5$ см/сек, $R_0/z_H \approx 0,072$;

в) $N=1600$ э, $V_0 \approx 1,3 \cdot 10^5$ см/сек, $R_0/z_H \approx 0,088$.

Рис.8. Проекция траекторий ионов на плоскость $\varphi-z$ и $\varphi-y$.

а, б) 1-3 - траектории с разными фазами; --- - предельные траектории для пластинки;

в) 1. $\varphi_H = R_0/2$; $V_T = V_{T1}$; $V_0 = V_{01}$; $N = N_1$.

2. $\varphi_H = 2\varphi_{H1}$; $V_T = 2V_{T1}$; $V_0 = V_{01}$; $N = N_1$.

3. $\varphi_H = 2\varphi_{H1}$; $V_T = V_{T1}$; $V_0 = V_{01}$; $N = 0,5N_1$.

4. $\varphi_H = \varphi_{H1}$; $V_T = V_{T1}$; $V_0 = 2V_{01}$; $N = N_1$.

г) 1-3 - траектории с разными фазами; --- - предельные траектории для пластинки. Стрелки показывают направление вылета из точки z_0 .

Рис.9. Радиальные сечения следа при различных потенциалах цилиндра

$$2R_0 = 3,5 \text{ мм}, \quad N=1000 \text{ э}, \quad V_0 \approx 1,3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}, \quad z/z_H \approx 0,5 \text{ (max)}$$

Рис.10. Продольные сечения следа на оси при различных потенциалах цилиндра.

$$2R_0 = 3,5 \text{ мм}, \quad N=1000 \text{ э}, \quad V_0 \approx 1,3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}.$$

Рис.11. Сечения следа при различных потенциалах цилиндра.

$$2R_0 = 3,5 \text{ мм}, \quad N=1000 \text{ э};$$

• - $V_0 \approx 1,4 \cdot 10^5$ см/сек, $U_0 = -3,3$ в, $\varphi = 0$;

х - $V_0 \approx 1,3 \cdot 10^5$ см/сек, $U = -7,5$ в, $\varphi = -2$ в;

х - $V_0 \approx 1,3 \cdot 10^5$ см/сек, $U = -20$ в, $\varphi = -16,7$ в.

— - расчет $n(\rho, z)/n_0$

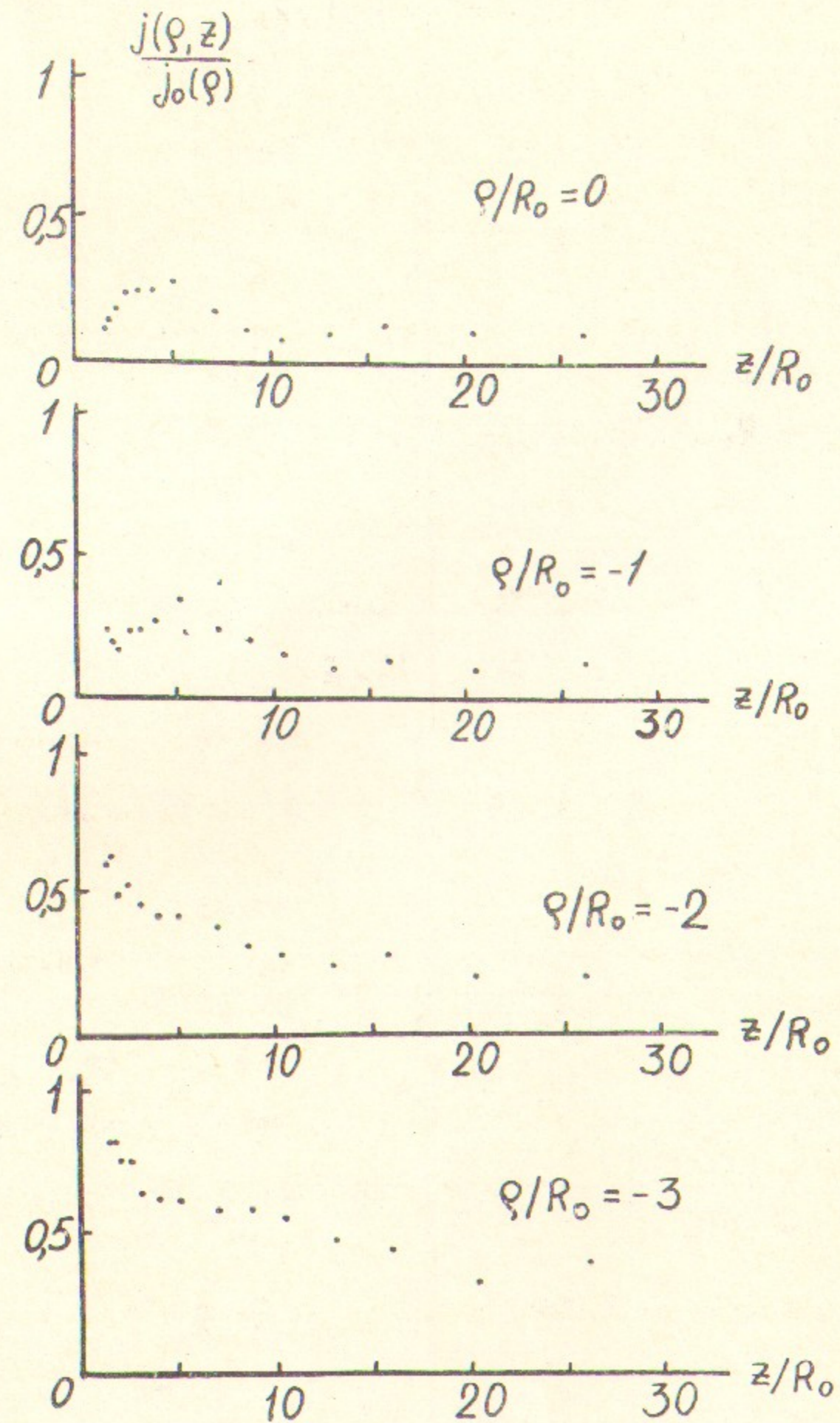
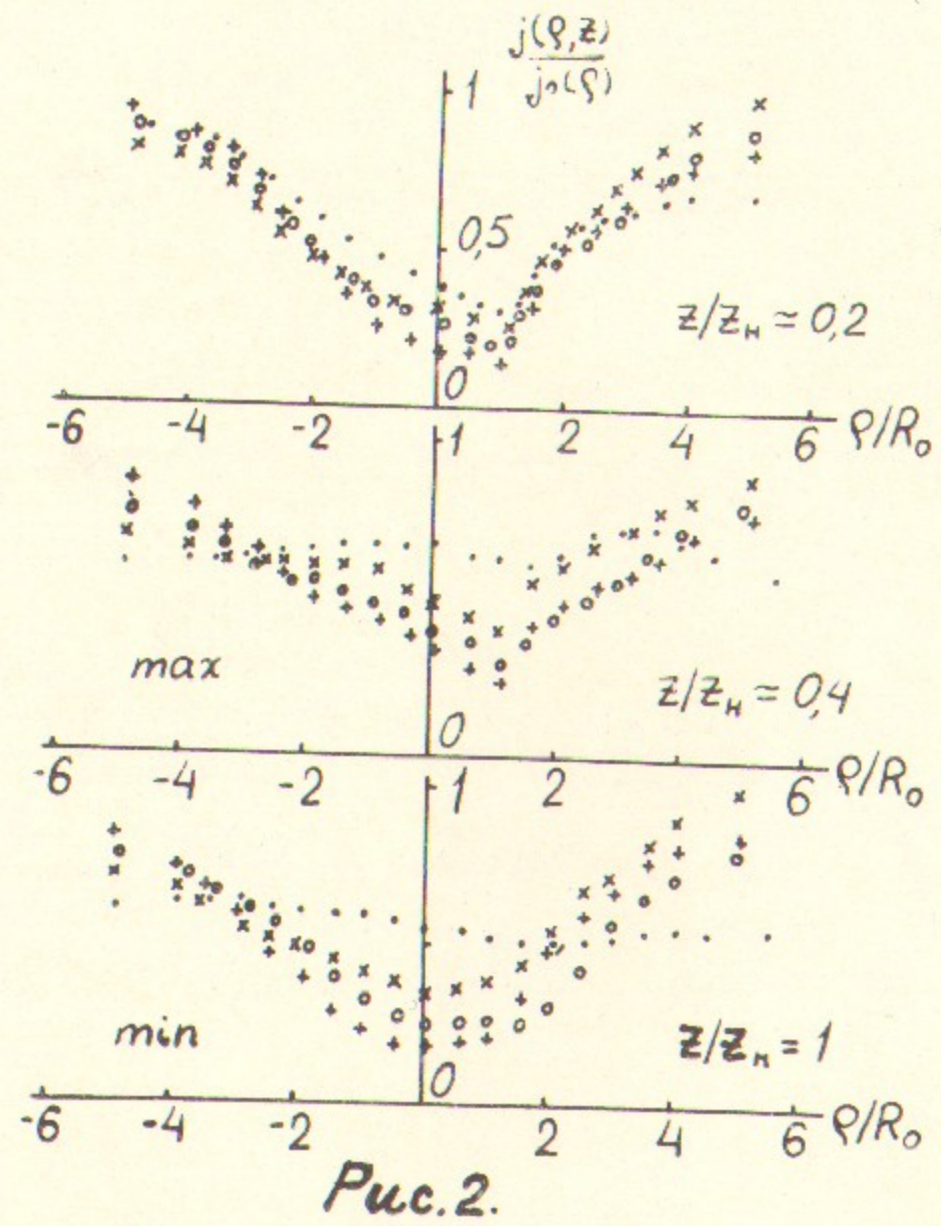
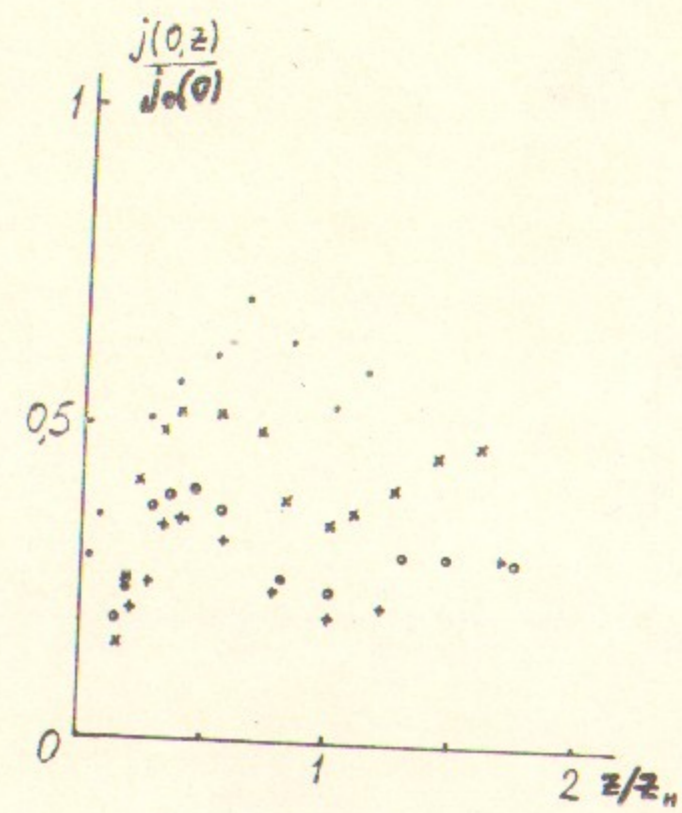
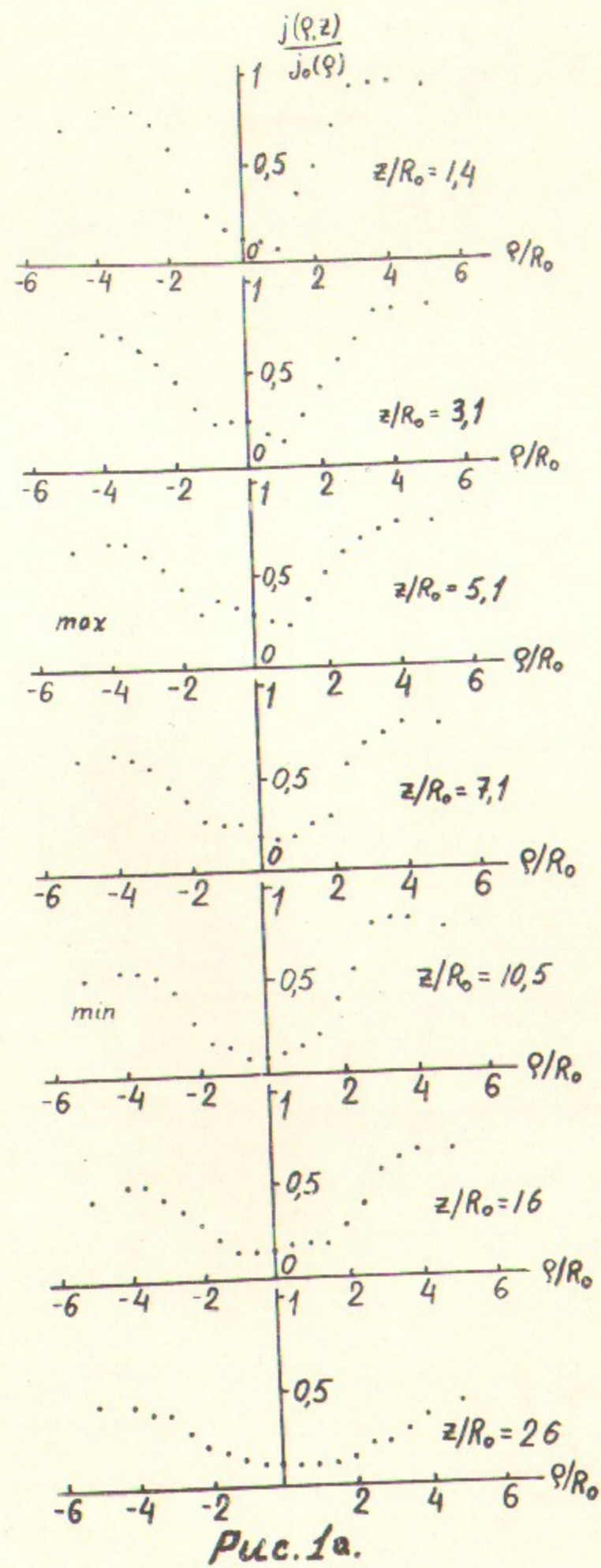


Рис.1.



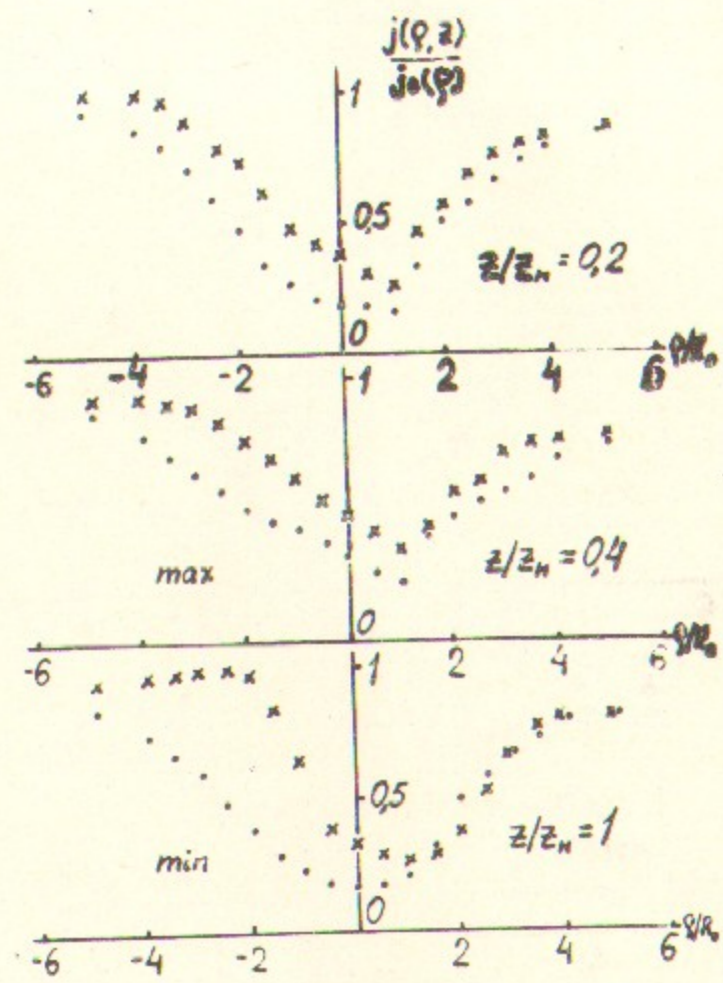
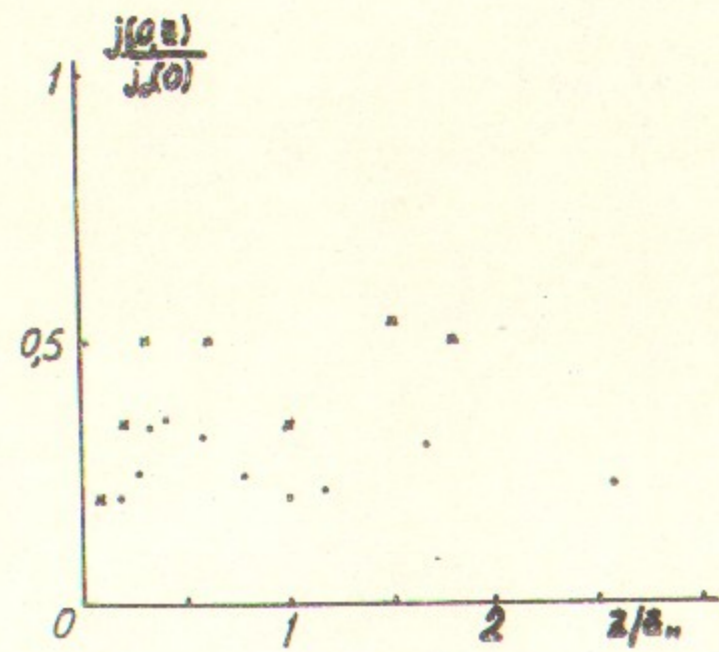


Рис. 3.

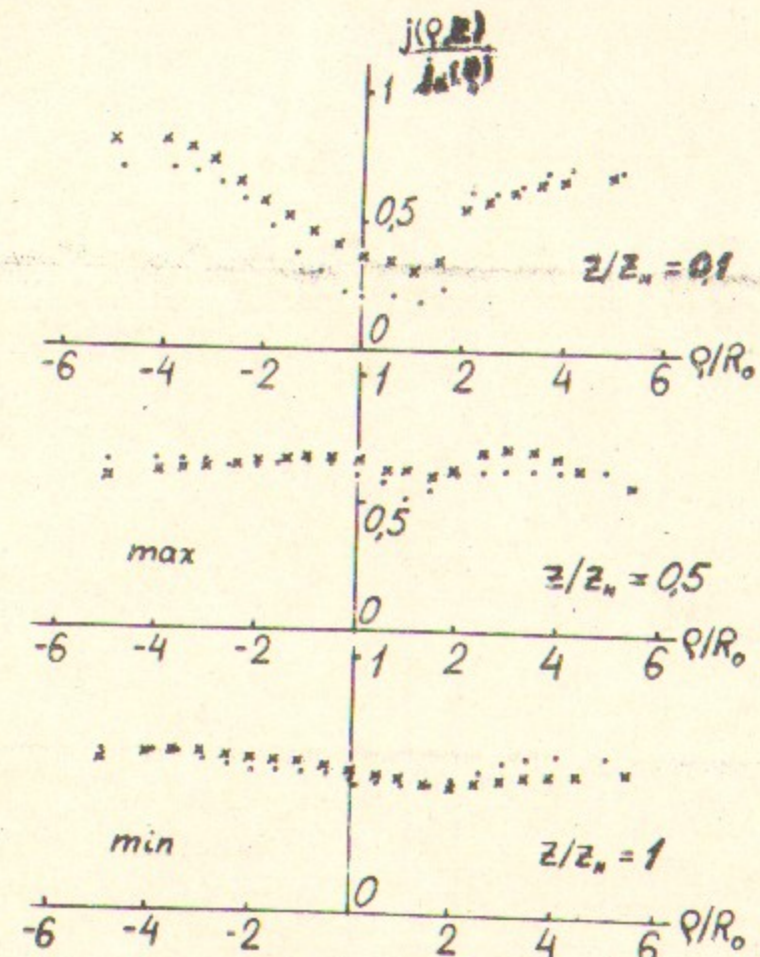
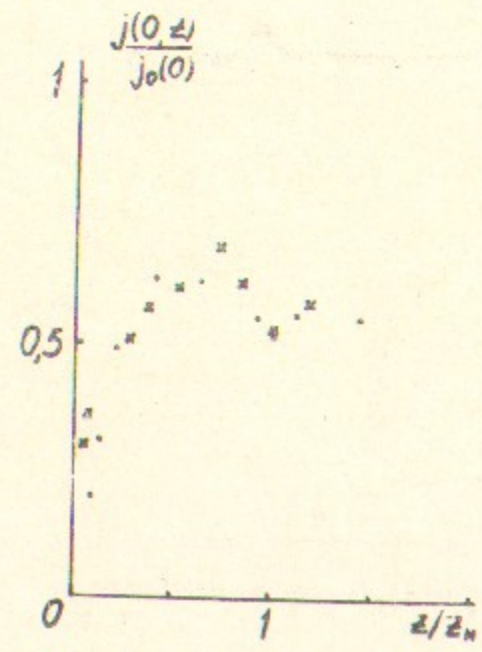
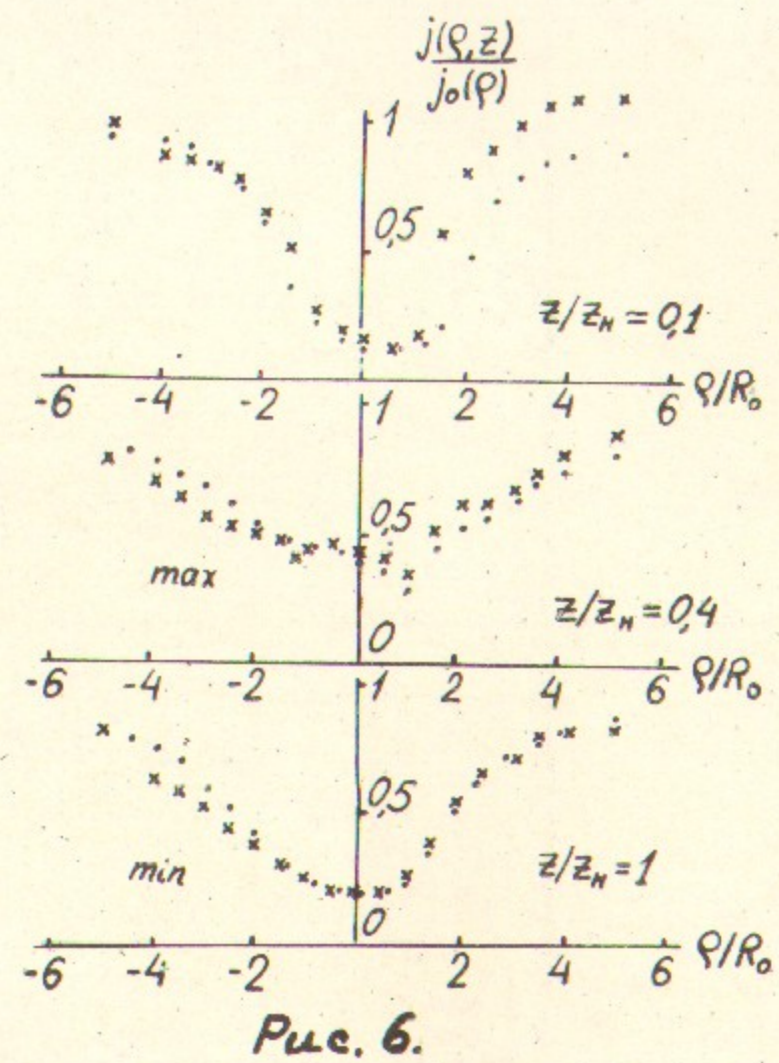
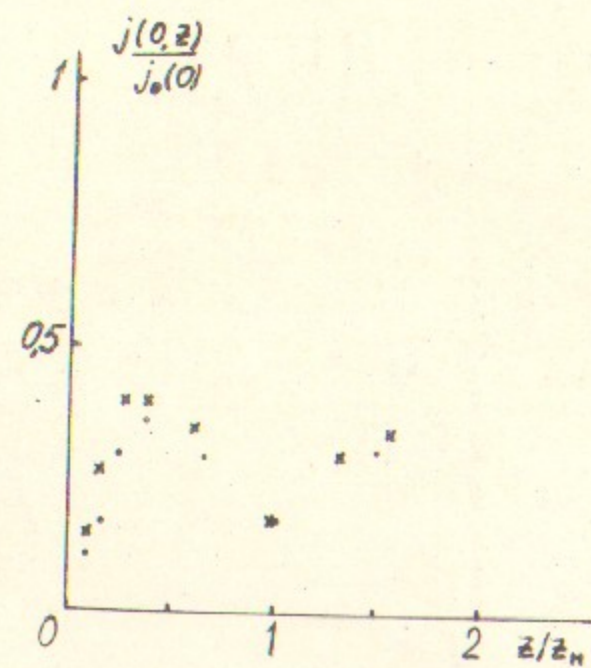
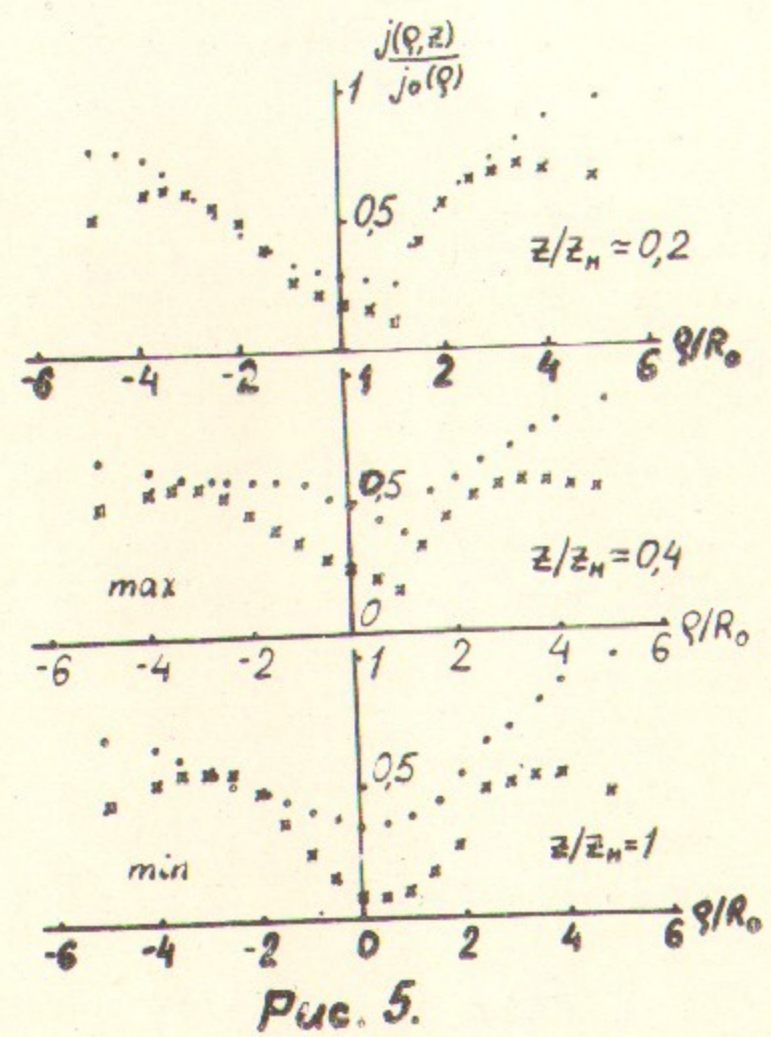
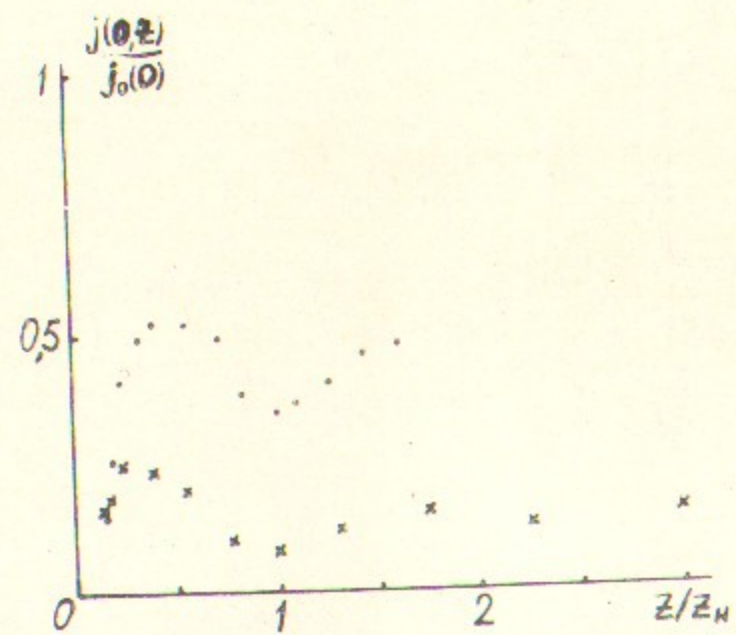


Рис. 4.



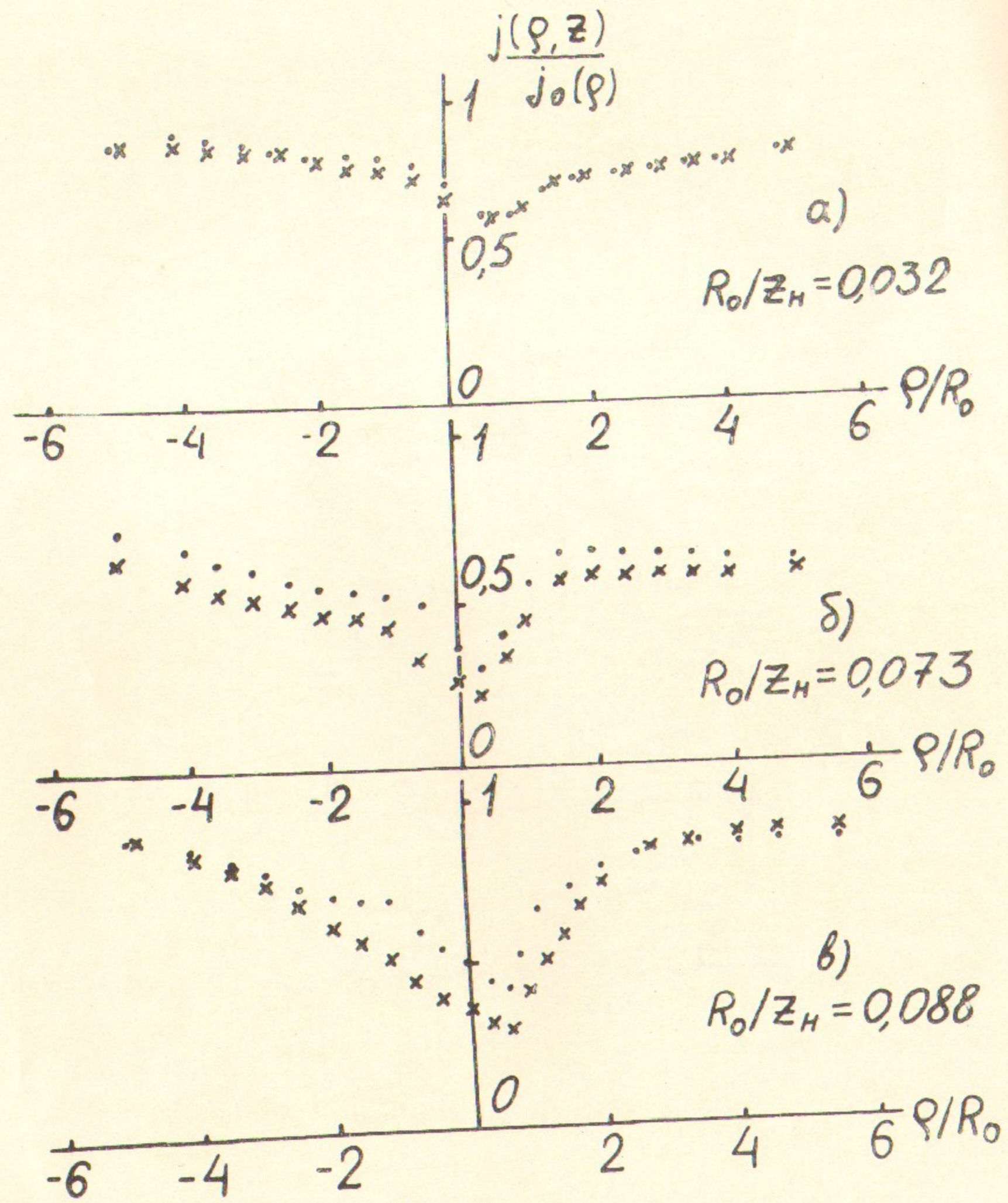


Рис. 7.

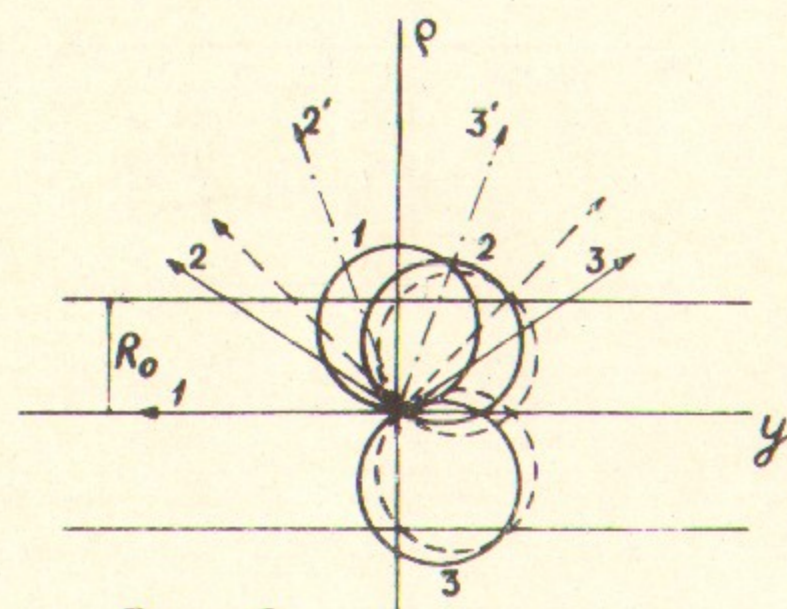
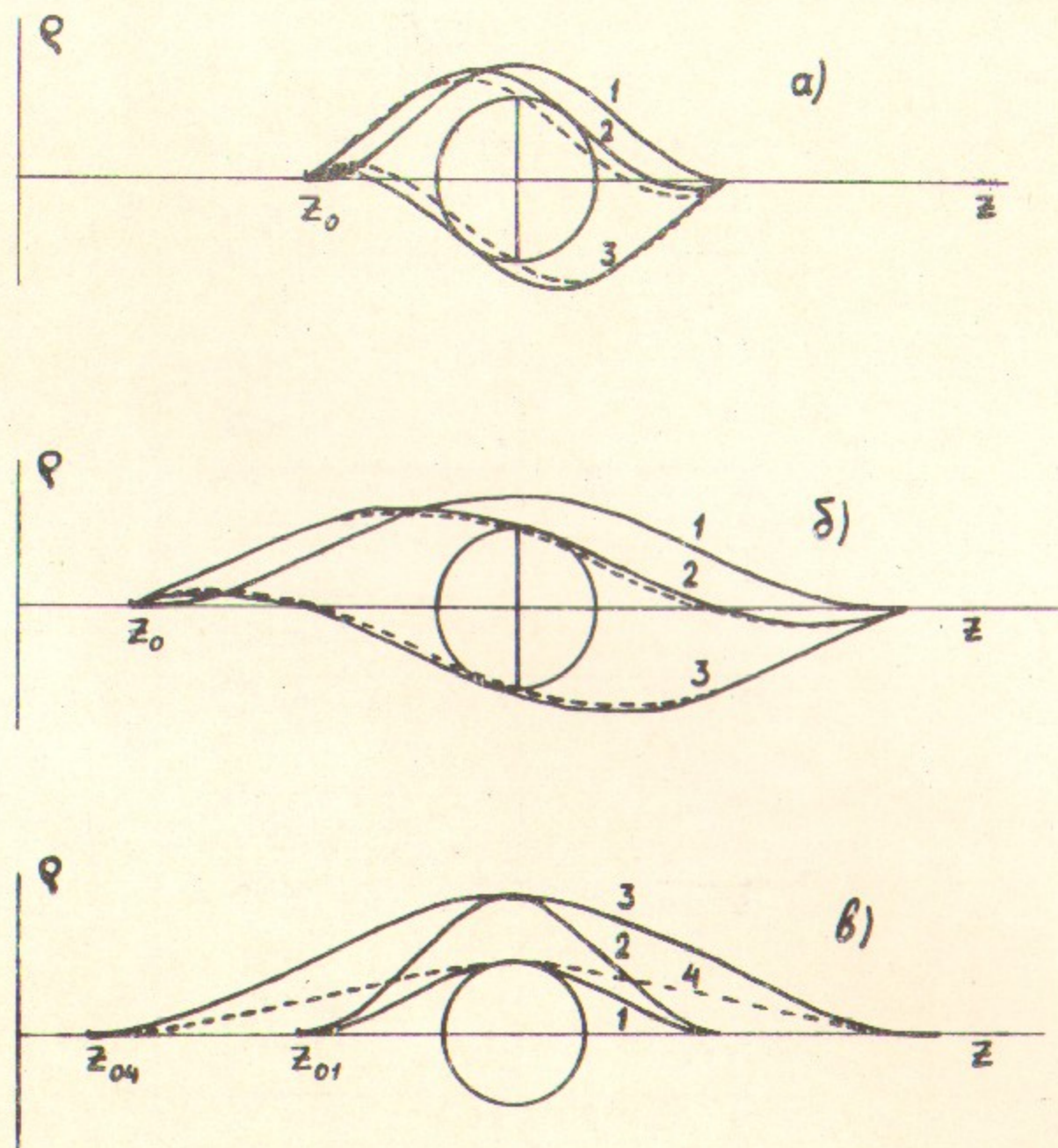


Рис. 8.

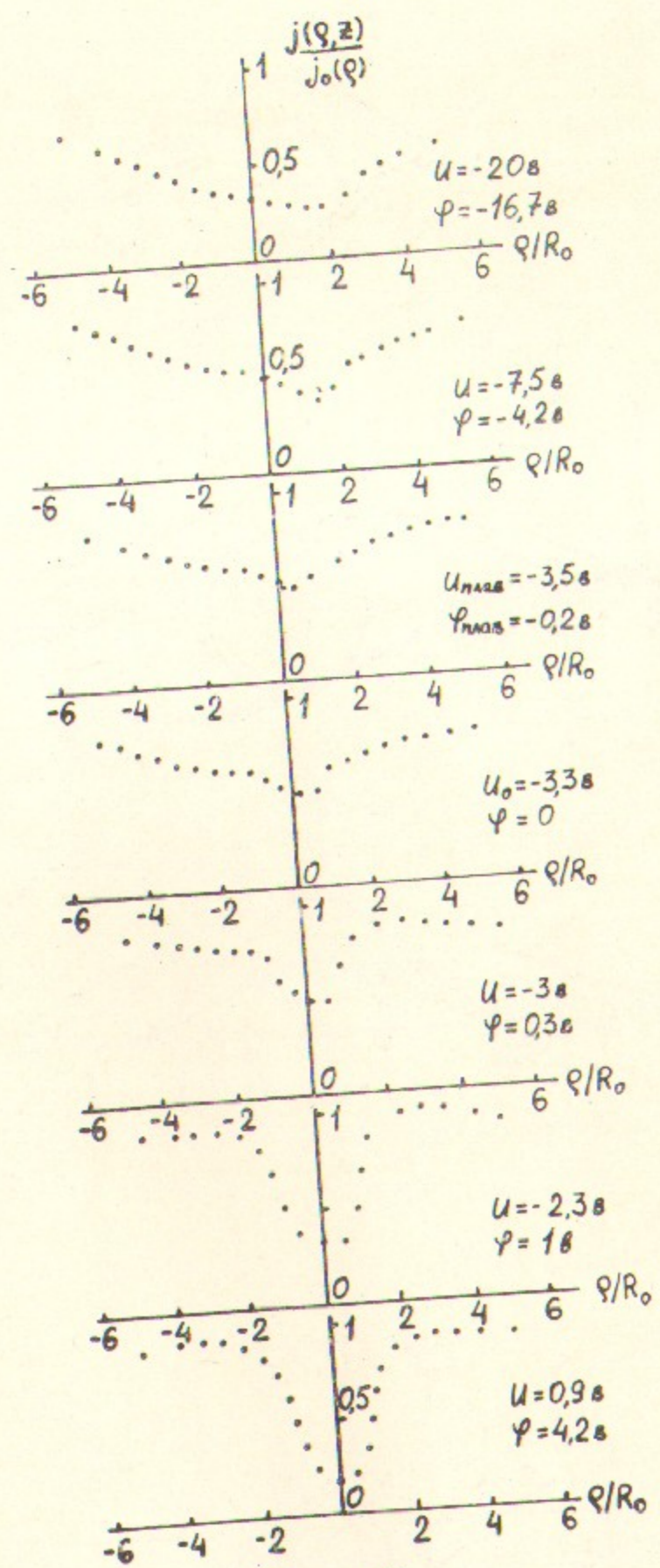


Рис. 9.

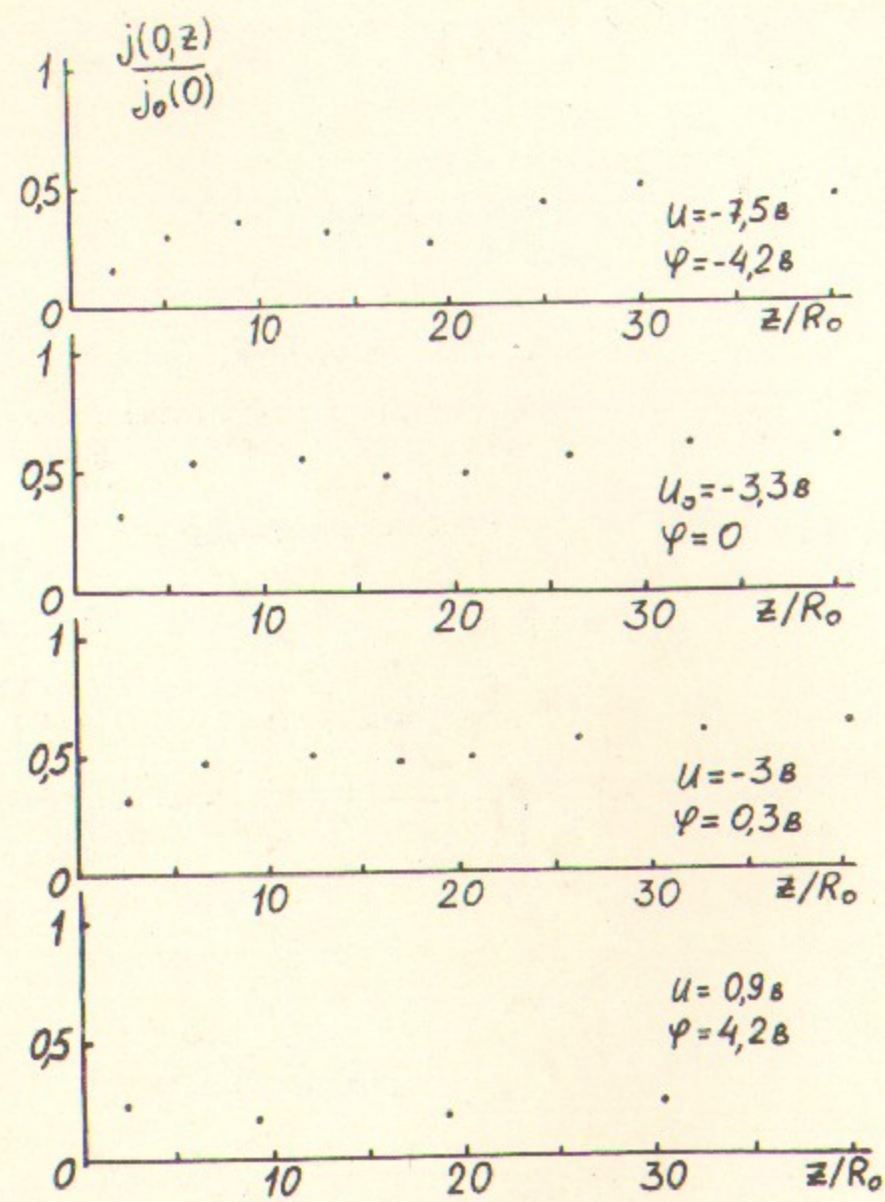


Рис. 10.

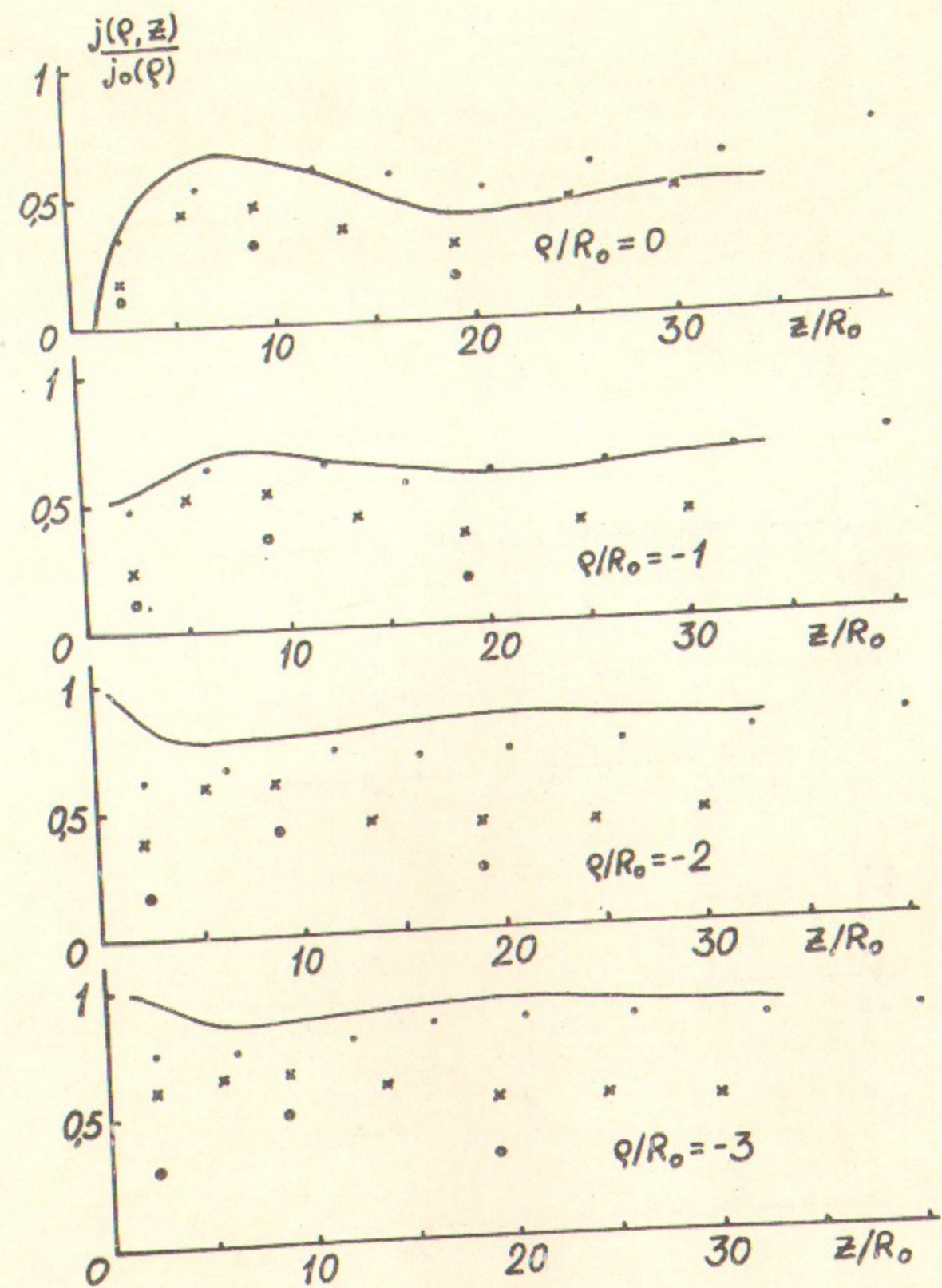


Рис. 11.

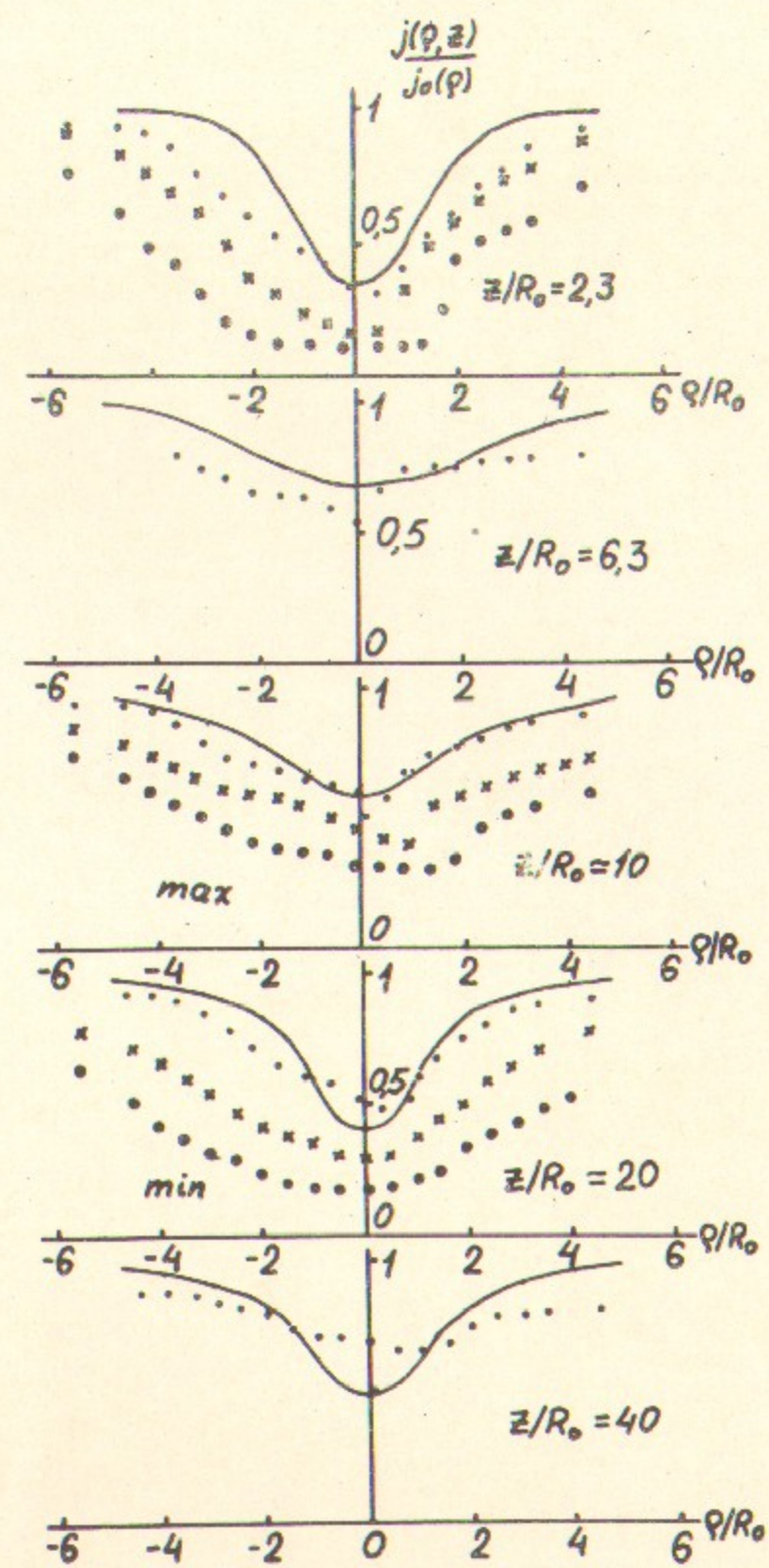


Рис. 11а.

Ответственный за выпуск В.Т.Астрелин
Подписано к печати 9.3.72 МН 10186
Усл. 0,8 печ. л., тираж 250 экз. Бесплатно.
Заказ № 13 . ПРЕПРИНТ.

Отпечатано на ротационной машине в ИЯФ СО АН СССР.