

6
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р

И Я Ф 9 - 72

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

Ю.И.Эйдельман

ОБТЕКАНИЕ ПОЛУПЛОСКОСТИ ЗАМАГНИЧЕННОЙ
ПЛАЗМОЙ

Новосибирск

1972

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

Ю.И.Эйдельман

ОБТЕКАНИЕ ПОЛУПЛОСКОСТИ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМОЙ

АННОТАЦИЯ

Экспериментально изучено обтекание полуплоскости замагниченной плазмой в условиях, моделирующих условия обтекания искусственных спутников Земли. Исследована зависимость от скорости потока и магнитного поля. Проведено сравнение с расчетом, найдено удовлетворительное согласие.

Настоящая работа посвящена исследованию обтекания полуплоскости в условиях, моделирующих условия обтекания искусственных спутников Земли. Обтекание полуплоскости незамагниченной плазмой рассматривалось теоретически /1/. Обтекание замагниченной плазмой ранее не изучалось.

Эксперименты проводились на установке типа Q -машины. Возможность использования ее 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 $\sim 2,5$ см. Эксперименты проводились в режиме электронного слоя. В этом случае ионы ускоряются в слое, приобретая направленную скорость V_0 и продольную температуру $T_{i\parallel}$ /3/. Плазма течет вдоль магнитного поля 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 $T_{i\parallel} < T_{i\perp} \sim T$ /2/. Параметры плазмы таковы, что $e-i$ и $e-e$ - столкновения не играют роли (длина свободного пробега $l \gg L$), однако, $i-i$ - столкновения, приводящие к выравниванию $T_{i\parallel}$ и $T_{i\perp}$, могут оказаться существенными.

Магнитное поле изменялось от 500 до 1500 э, плотность плазмы $n \sim (1-4) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, скорость потока плазмы $V_0 = (1,2 \div 2,5) \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, температура ионизатора $T = 2000 - 2500^\circ\text{K}$:

Условия этих экспериментов хорошо моделируют обтекание в ионосфере на высотах $\sim 200 \div 1000 \text{ км}$ /2/.

Полуплоскость помещается в плазму перпендикулярно к потоку, перекрывая половину плазменного столба $Q < 0$. Эксперименты проводились с отрицательно заряженным телом $U = -7\text{ в}$ (потенциал относительно плазмы $\varphi \sim (-4\text{ в})$).

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

$$V_0 = \frac{Z_M \omega_{ni}}{2\pi}$$

ω_{ni} - ионная циклотронная частота.

Измерения проводились с помощью отрицательно-заряженного зонда $\varphi \sim (-4)$ в. Измерялось отношение тока зонда в данной точке $j(\varphi, z)$ к току зонда в невозмущенном потоке $j_0(\varphi)$. Оказалось, что плотность в следе значительно меньше невозмущенной, т.е. дебаевский радиус Z_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 обтекания показывает, что функция распределения ионов по поперечным скоростям в зоне следа обрезана со стороны малых скоростей и различна в разных точках. Оценка плотности по току зонда с учетом изменения функции распределения даёт значения n/n_0 меньше, чем j/j_0 , причем различие максимально в ближней к полуплоскости зоне следа и в районе минимумов плотности в следе.

Таким образом, следует иметь в виду, что все 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. 1-3 показаны характерные сечения следа за полуплоскостью. Видно, что след имеет осцилляторную структуру с периодом Z_M . Осцилляции при $\varphi > 0$ и $\varphi < 0$ находятся в противофазе и сглаживаются в области второго максимума. Из радиальных сечений следа видно, что при приближении к краю полуплоскости уровень плотности падает, причем наиболее быстро в области до первого максимума. Характерной особенностью радиальных профилей следа является наличие вертикальной "ступеньки" при $\varphi \leq 0$. На больших расстояниях от полуплоскости "ступенька" сглаживается.

На рис. 1-3 сплошными кривыми представлены результаты расчёта n/n_0 по теории /5/. Расчёт выполнен в "нейтральном" приближении без учета влияния на движение ионов электрического поля,

возникающего в возмущенной зоне плазмы (в следе). При расчете учитывалось изменение $T_{i||}(z)$ и $T_{i\perp}(z)$ из-за $i-i$ столкновений методом, описанным ранее /2/. Плотность ионов за полуплоскостью, отнесенная к невозмущенной плотности, определяется выражением

$$\frac{n(\varphi, z)}{n_0} = \frac{1}{2} [1 - \Phi(\sqrt{\alpha} V_0')] + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-\alpha(V-V_0')^2} \left[1 + \Phi\left(\frac{\sqrt{\beta} \varphi}{2\rho_n \sin z / 2\rho_n V'}\right) \right] dV',$$

где $V' = V_{i||}/V_T$, $V_0' = V_0/V_T$, $\alpha = T/T_{i||}$, $\beta = T/T_{i\perp}$, $\rho_n = V_T/\omega_{ni}$,

$$V_T = \sqrt{2T/M} \quad \text{и} \quad \Phi(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-x^2} dx$$

Сравнение экспериментальных и расчетных кривых затрудняется тем, что положение экспериментальных кривых (радиальные сечения) относительно оси, проходящей через край полуплоскости, определяется с точностью $\sim 1-2$ мм (точность определения абсолютного положения зонда). Для удобства сравнения на рисунках экспериментальные кривые сдвинуты относительно оси до наилучшего совпадения расчетного и экспериментального продольных сечений $\varphi/\rho_n = -0,5$ (ρ_n - ларморовский радиус ионов).

Расчетные кривые удовлетворительно согласуются с экспериментальными, особенно в близкой к полуплоскости области (до первого минимума). Основным различием в этой области является экспериментально наблюдаемая "ступенька", отсутствующая на расчетных кривых. Расхождения в дальней зоне, особенно существенные в области $\varphi > 0$, по-видимому, связаны с наличием паразитной диффузии плазмы поперек магнитного поля, приводящей к появлению продольного градиента плотности.

На рис. 4 приведены сечения следа при разных скоростях потока и расчетные кривые, совпадающие при разных скоростях. Видно,

что экспериментальные кривые также практически совпадают. Таким образом, изменение скорости потока не меняет картину обтекания.

При увеличении магнитного поля радиальный профиль следа становится более крутым, причем в области $\varphi < 0$ уровень плотности в следе падает, а в области $\varphi > 0$ — возрастает (рис. 5). Та же картина наблюдается и для расчетных сечений. Если построить радиальные сечения в координатах φ/ρ_H , то, как видно из рис. 6, экспериментальные кривые практически совпадают (при построении экспериментальные кривые сдвигались относительно оси на 1–2 мм до наилучшего согласия). Совпадают и расчетные кривые.

Таким образом, экспериментально наблюдаемая зависимость профилей следа от скорости потока и магнитного поля согласуется с расчетной, а вид следа в главных чертах удовлетворительно описывается "нейтральным" приближением теории /5/.

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_H на каждой силовой линии будет воспроизведена функция распределения ионов по скоростям, а в плоскости $z = z_0 + z_H$ та же картина распределения плотности, что и в плоскости $z = z_0$. Если между точками z_0 и $z_0 + z_H$ находится тело то в след, естественно, попадут только те ионы, траектории которых не пересекают тело. Ясно, что на расстоянии $z_H, 2z_H, \dots$ от тела ионов в следе быть не должно. Это и определяет осцилляционную структуру следа.

Разброс по продольным скоростям приводит к появлению конечной плотности в минимумах осцилляции, размыванию следа в z -направлении и полной потере осцилляционной структуры через несколько периодов.

На рис. 7а показаны проекции на плоскость $\varphi - z$, на рис. 7б — на плоскость $\varphi - y$ траекторий частиц с одинаковым ρ_H , вылетающих из точки $z = z_0$, $\varphi = -a$ в разных фазах 1–5 (рассматривается точка z_0 , находящаяся на расстоянии $z_H/2$ от тела). Видно, что частицы, вылетающие в фазе 1, огибают полуплоскость на расстоянии $2\rho_H$ от оси $\varphi = -a$.

В след попадают частицы, которые в момент времени $t = \tau_H/2$ находятся вне плоскости тела, на рис. 7 это фазы 1, 2, 5; фазы 3, 4 пересекают плоскость тела в момент $t = \tau_H/2$, т.ч. частицы с такими фазами гибнут на теле. Предельные фазы (фазы 2, 5) и соответствующие им углы вылета из точки z_0 можно определить по точкам пересечения окружности радиуса $2\rho_H$ с краем полуплоскости (рис. 7б). Частицы с фазами от 2 до 3 и от 3 до 5 гибнут на теле (стрелки на рис. 7б показывают направление вылета частиц из точки $z = z_0$). Отношение угла β между направлениями 2–3–4–5 (из рис. 7б видно, что этот угол больше π) к полному углу 2π даёт долю частиц, гибнущих на теле. При уменьшении a (приближении к краю полуплоскости) угол уменьшается, т.ч. уровень следа должен расти. На краю полуплоскости ($\varphi = 0$) этот угол равен π , т.ч. доля гибнущих частиц = 0,5. Аналогичное рассмотрение для точек $\varphi > 0$ показывает, что для них угол $\beta < \pi$, т.ч. уровень следа выше, чем в области $\varphi \leq 0$.

Поскольку угол β не зависит от продольной скорости ионов, плотность в следе не должна зависеть от скорости потока.

При увеличении магнитного поля уменьшается ларморовский диаметр $2\rho_H$ и угол β возрастает в области $\varphi < 0$ и уменьшается в области $\varphi > 0$, т.ч. уровень следа должен падать при $\varphi < 0$ и возрастать при $\varphi > 0$, что действительно наблюдается экспериментально (рис. 5). Если при изменении магнитного поля одновременно изменять a так, чтобы сохранилось отношение a/ρ_H , то, как видно из рис. 7б, угол β , зависящий только от отношения $a/2\rho_H$ не будет изменяться. Если при этом следить за плотностью на $\varphi = a$ то она не будет изменяться при изменении магнитного поля. Следовательно, картины обтекания полуплоскости при различных магнитных полях должны быть одинаковы, если радиальные профили строить в координатах φ/ρ_H . Из рис. 6 видно, что этот вывод согласуется с экспериментом.

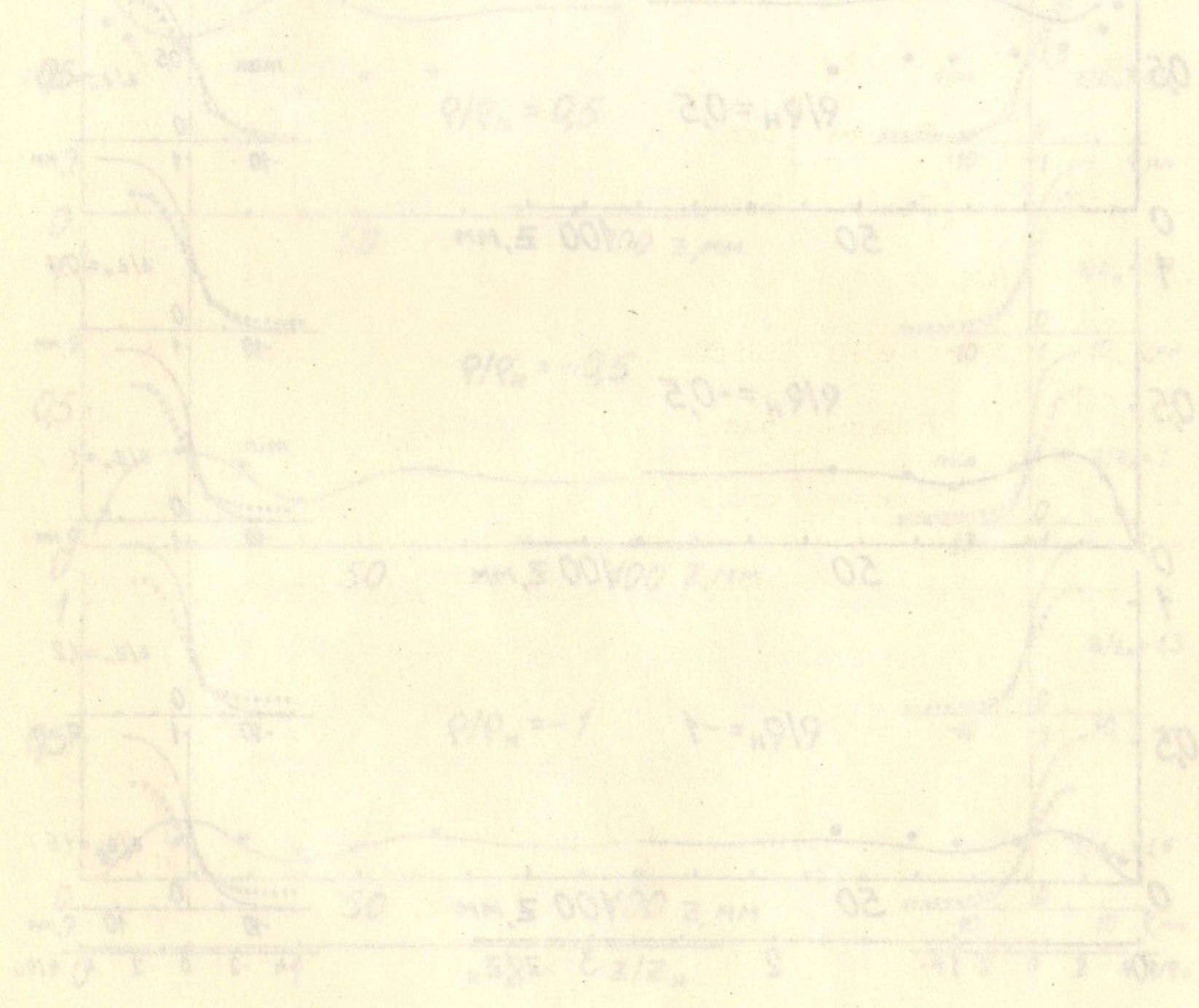
Авторы благодарны А.В.Гуревичу за постоянное сотрудничество и ценные обсуждения и К.Тинчурину за помощь в измерениях.

Данные эксперимента

№ п.п	Обозначения	H , эрст.	V_0 , см/сек.	T , °К	n , см ⁻³	V_0/V_T	ρ , см	$-\varphi_0$, в	$-\frac{e\varphi_0}{T}$	Z_n , мм
1.	o	1000	$1,2 \cdot 10^5$	2100	$2 \cdot 10^9$	1,3	0,38	0,2	0,9	33
2.	o	1100	$1,7 \cdot 10^5$	2060	$2 \cdot 10^9$	1,8	0,34	0,4	2,4	39
3.	o	1500	$1,4 \cdot 10^5$	1980	$4 \cdot 10^9$	1,5	0,25	0,3	1,5	22
4.	.		Режим	рис.1						
	x		Режим	рис.2						
5.	.		Режим	рис.1						
	x		Режим	рис.3						
6.	.	500	$1,5 \cdot 10^5$	2150	$4 \cdot 10^9$	1,6	0,78	0,3	1,6	79
	x	700	$1,4 \cdot 10^5$	2060	$3 \cdot 10^9$	1,5	0,54	0,3	1,5	52
	o		Режим	рис.1						
	+		Режим	рис.3						

Литература

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 LXXX, 410, 1963.
5. Я.Л.Альперт, А.В.Гуревич, Л.П.Питаевский "Искусственные спутники в разреженной плазме", Наука, Москва, 1964.



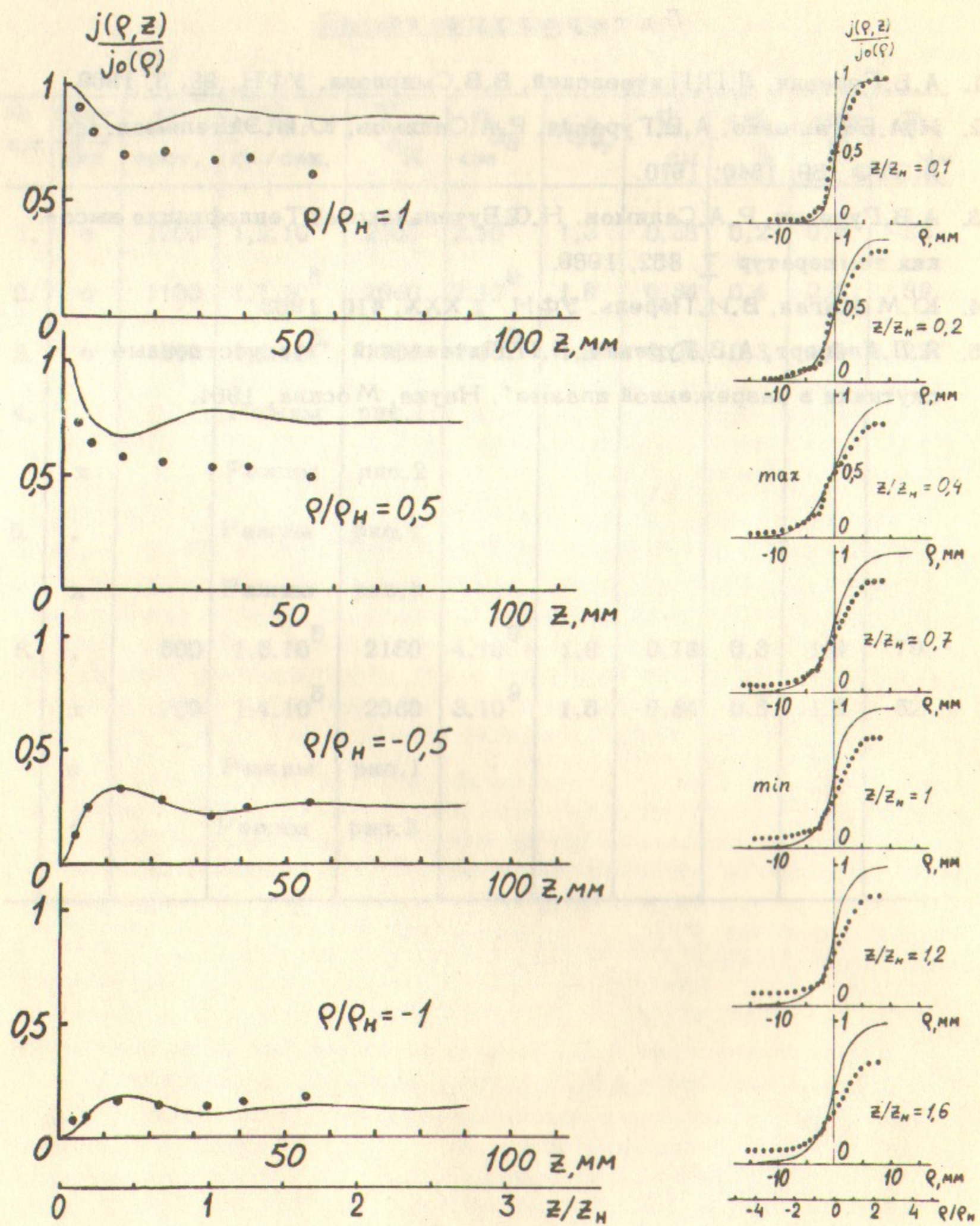


Рис.1. Сечения следа за полуплоскостью
 $N = 1000 \text{ э}$, $V_0 \sim 1,2 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$
 о - эксперимент, — - расчет $n(r,z)/n_0$

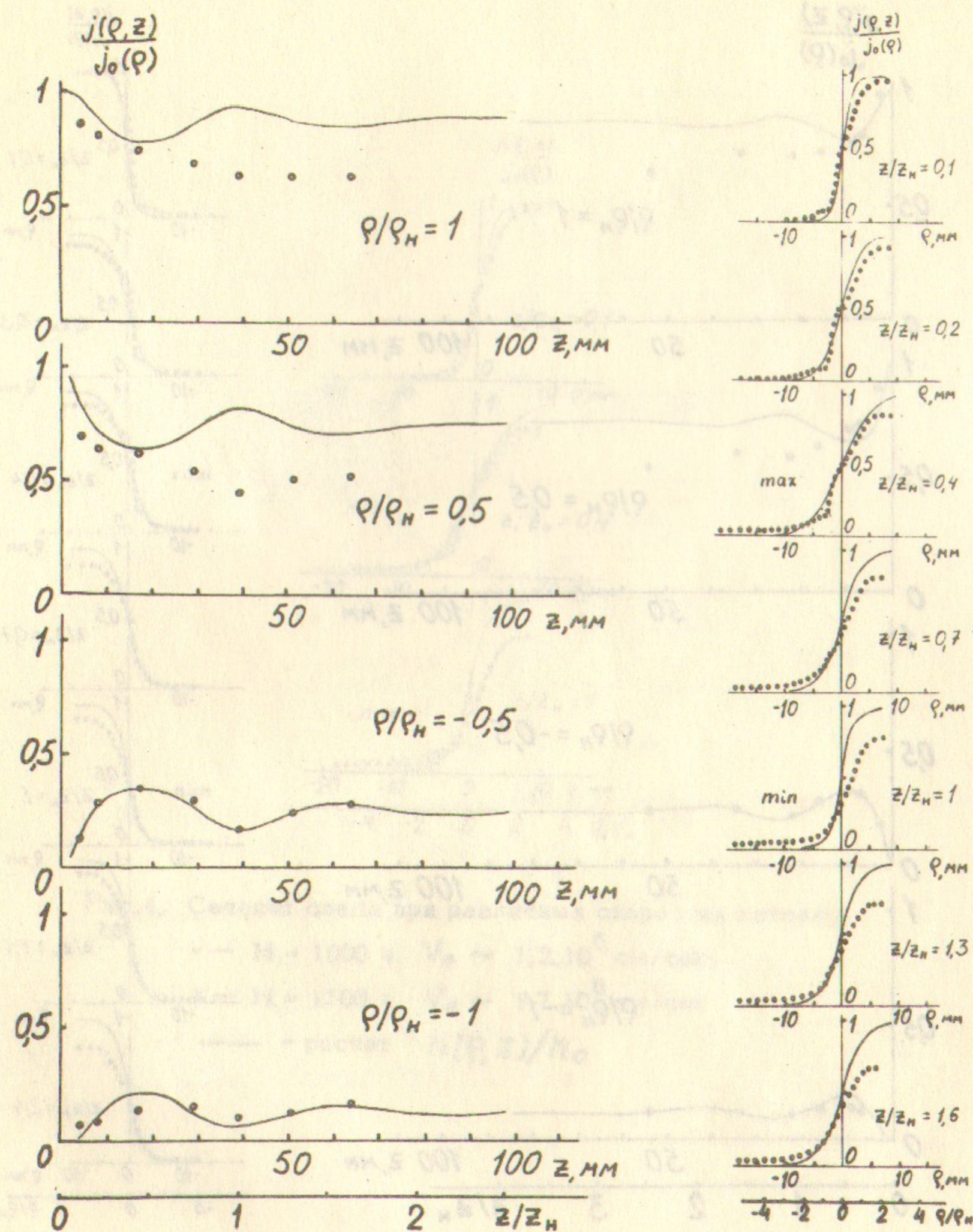


Рис.2. Сечения следа за полуплоскостью
 $N = 1100 \text{ э}$, $V_0 \sim 1,7 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$
 о - эксперимент, — - расчет $n(r,z)/n_0$

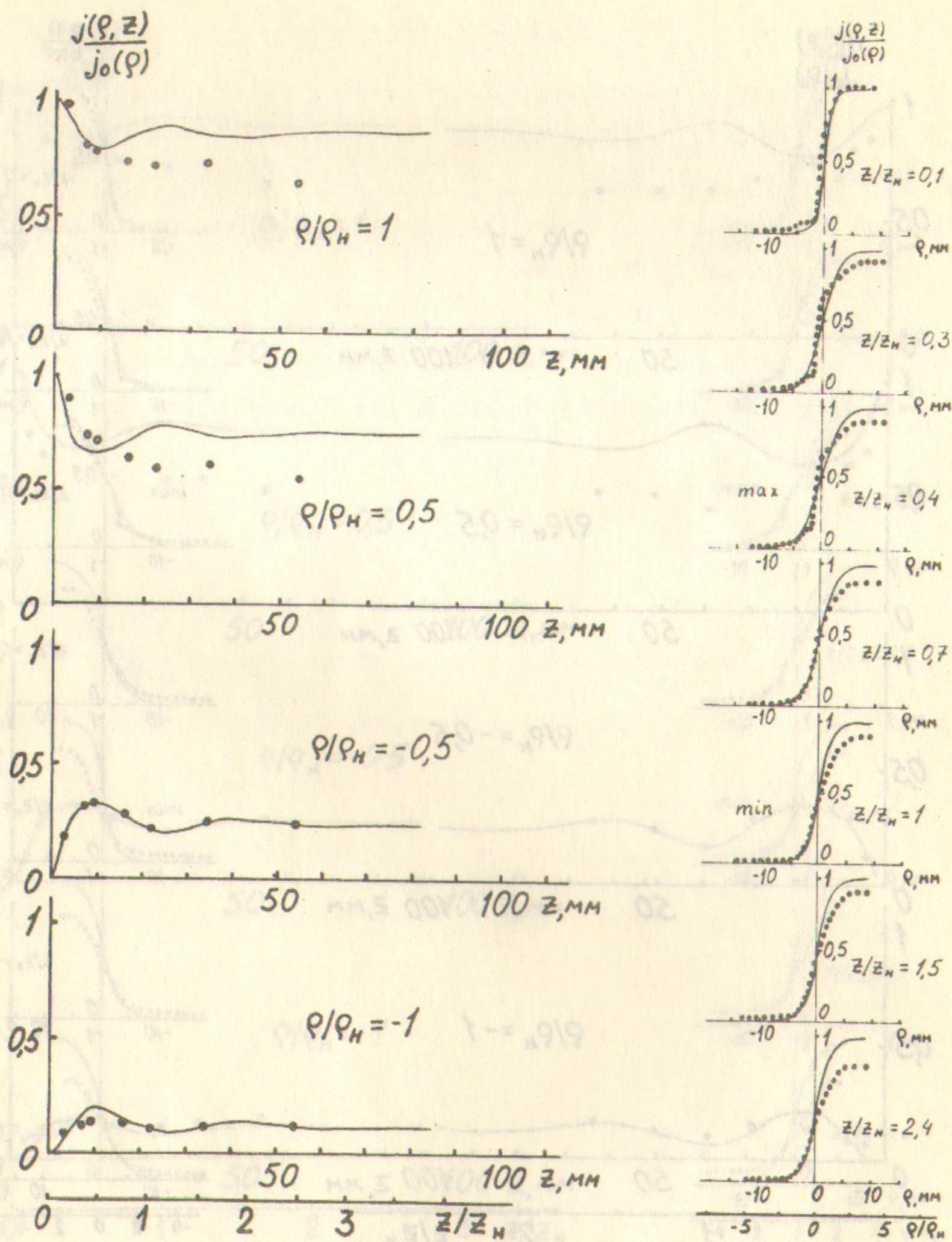


Рис.3. Сечения следа за полуплоскостью
 $N = 1500$ э, $V_0 \sim 1,4 \cdot 10^5$ см/сек
 о - эксперимент, — - расчет $n(r, z)/n_0$

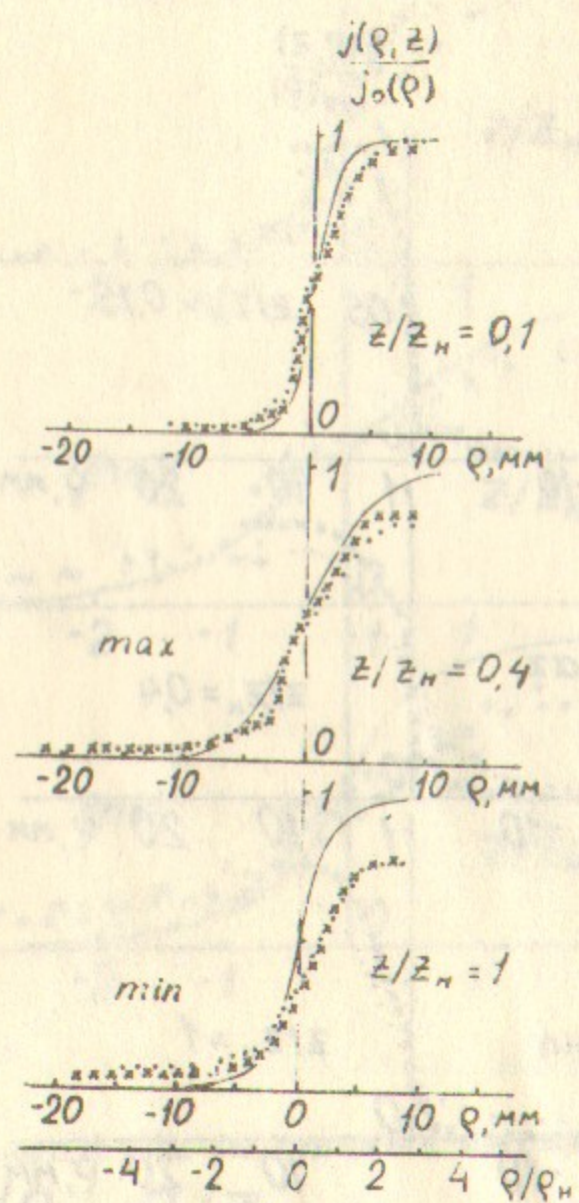


Рис.4. Сечения следа при различных скоростях потока

- — $N = 1000$ э, $V_0 \sim 1,2 \cdot 10^5$ см/сек
- × — $N = 1100$ э, $V_0 \sim 1,7 \cdot 10^5$ см/сек
- - расчет $n(r, z)/n_0$

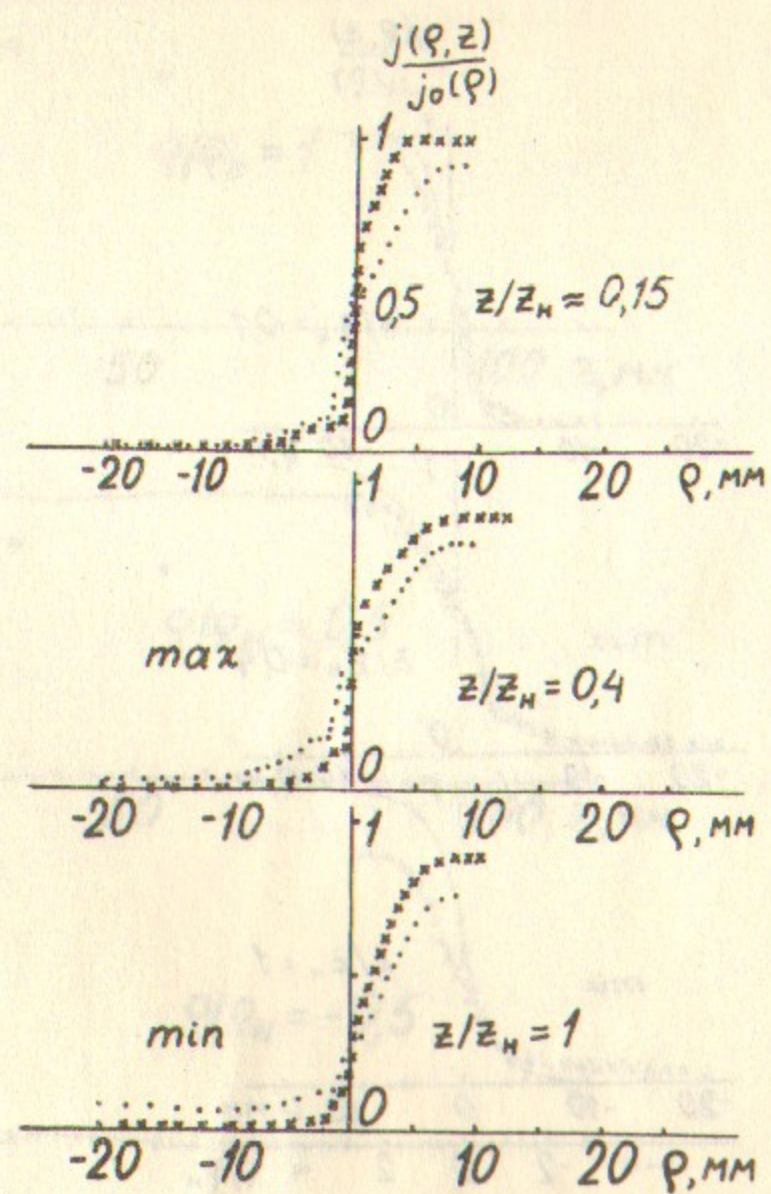


Рис.5. Сечения следа при различных магнитных полях

- — $H = 1000$ э, $V_0 \sim 1,2 \cdot 10^5$ см/сек
- х — $H = 1500$ э, $V_0 \sim 1,4 \cdot 10^5$ см/сек

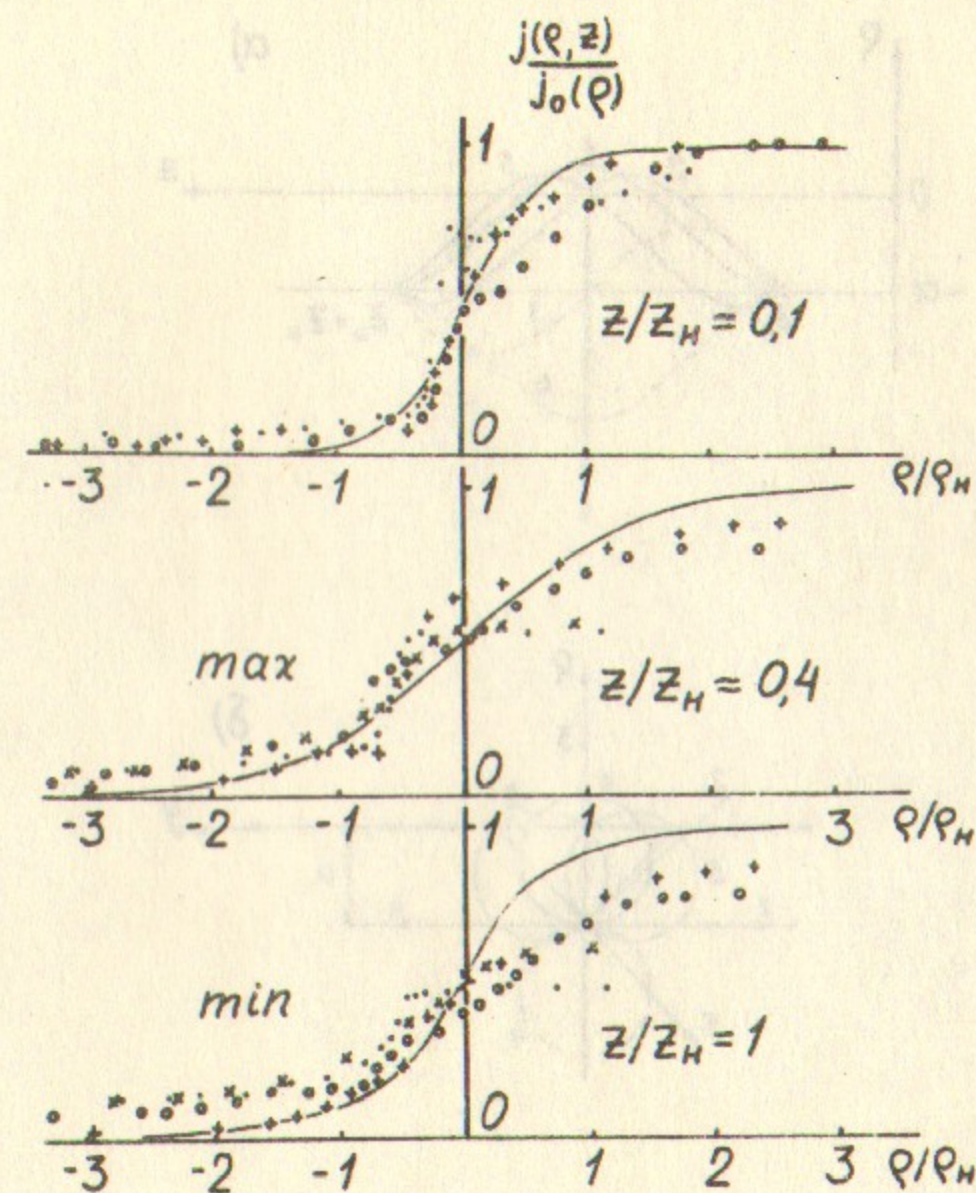


Рис.6. Сечения следа при различных магнитных полях в координатах

$\rho/\rho_H, z/z_H$

- — $H = 500$ э, $V_0 \sim 1,5 \cdot 10^5$ см/сек
- х — $H = 700$ э, $V_0 \sim 1,4 \cdot 10^5$ см/сек
- — $H = 1000$ э, $V_0 \sim 1,2 \cdot 10^5$ см/сек
- + — $H = 1500$ э, $V_0 \sim 1,4 \cdot 10^5$ см/сек
- — расчет $n(\rho, z)/n_0$

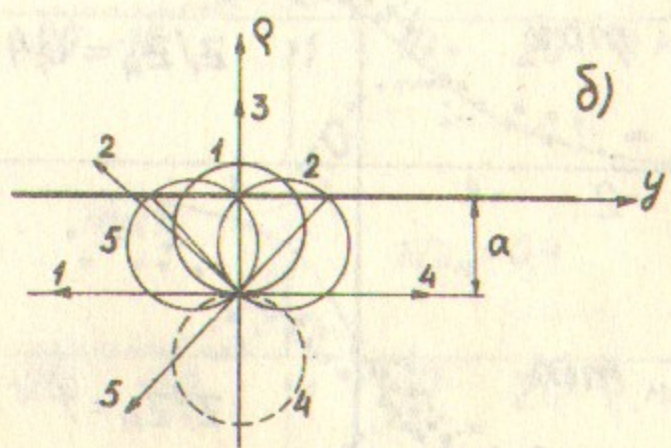
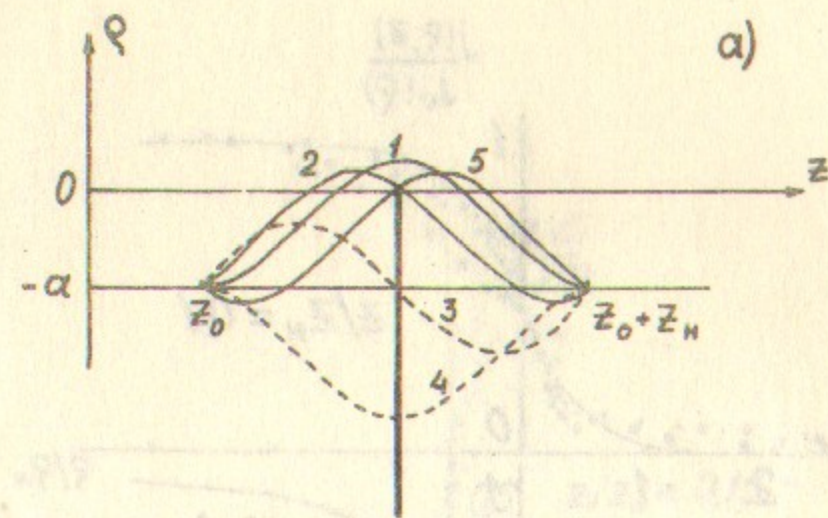


Рис.7. Проекция траекторий ионов на плоскость $\phi-z$ (а) и $\phi-y$ (б)

1-5 - траектории с разными фазами.

Стрелки показывают направление вылета из точки z_0 .

Ответственный за выпуск Ю.И.Эйдельман
 Подписано к печати 9.02.72 МН10148
 Усл. 0,5 печ.л., тираж 250 экз. Бесплатно.
 Заказ № 9 . . . ПРЕПРИНТ