ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

Г.В. Данилова, В.А. Дородницын, С.П. Курдюмов,
Ю.П. Попов, А.А. Самарский, Л.С. Царева

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СГУСТКА ПЛАЗМЫ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В КАНАЛЕ РЕЛЬСОТРОНА

Препринт № 62 за 1973г

Москва

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

§ I. Введение 5

§ 2. Краткое описание эксперимента 7

§ 3. Постановка задачи 10

§ 4. Механизм образования слоистой структуры . . 14

§ 5. Влияние некоторых параметров 27

§ 6. Учет конечности электродов 31

Заключение 39

Литература 43

АННОТАЦИЯ

В рамках одномерной нестационарной магнитогидродинамичеокой модели численно исследован процесс торможения плазменного сгустка в магнитном поле рельсотрона. Результаты находятся в хорошем согласии о данными соответотвующих экопериментов. Показано, что наблюдаемая в эксперименте неоднородная структура течения плазмы формируется системой последовательнс образующихся Т-слоев.

§ I. ВВЕДЕНИЕ

В работах [I-9] описан эффект Т-слоя, обнаруженный и исследованный теоретически в вычислительных экспериментах. Существо этого явления состоит в том, что при движении в магнитном поле проводящего газа в нем при определенных условиях возникают и самоподдерживаются зоны высокой температуры. В этих зонах (Т-слоях) локализованы электрические токи и джоулев нагрев. Причиной этого магнитогидродинамического эффекта является наличие нелинейных обратных связей между газодинамическими и электродинамическими процессами.

Существование в плазме (особенно низкотемпературной) Т-слоев заметно повышает эффективность ее взаимодействия с магнитным полем.

Эффект Т-слоя имеет общий характер и отмечался в расчетах магнитогидродинамический течений различных типов (z - θ -пинчи, "взрывающиеся проволочки", сильноточные разряды в плазме, электродинамическое ускорение плазмы, течения в каналах МГД-генераторов и т.д.)

В некоторых режимах в магнитогидродинамическом потоке возможно множественное образование Т-слоев. В [I0÷I2] описан механизм последовательного образования системы Т-слоев в процессе электродинамического ускорения плазмы. Результаты расчетов, проведенных в [I0÷I2] качественно описывают совокупность явлений, наблюдаемых в реальных экспериментах по ускорению плазмы. В [I0÷I2] была сформулирована нестационарная модель электродинамического ускорения плазмы, которая с помощью серии последовательно возникающих Т-слоев дала объяснение неоднородной структуре потока плазмы, регистрируемой в эксперименте в виде страт.

Однако отсутствие количественного сопоставления не позволило с полной уверенностью утверждать, что в электродинамических

уокорителях плазмы экспериментально подтвержден эффект Т-слоя.

В [13,20] описан эксперимент по торможению плазменного сгустка магнитным полем в канале рельсотрона. Здесь также при определенных условиях наблюдается четко выраженная слоистая структура потока. Особенностью данного эксперимента является то обстоятельство что в нем регистрировалось пространственное распределение температуры в последовательные моменты времени. Анализ этих данных имеет важное значение при отождествлении наблюдаемых неоднородностей плазмы с Т-слоями.

Настоящая работа посвящена численным расчетам описанного в [13,20] процесса торможения плазменного сгустка магнитным полем. Численные эксперименты показывают, что в потоке возникает система Т-слоев, механизм образования которых аналогичен [10÷12] . Совпадение результатов данных расчетов и эксперимента дает основание утверждать, что в [13,20] экспериментально обнаружено явление Т-слоя.

Авторы благодарны заведующему лабораторией НИИЯФ МГУ В.Д.Писменному и его сотрудникам за полезные обсуждения.

§ 2. Краткое описание эксперимента.

Схема экспериментальной установки, на которой изучался процесс торможения плазмы магнитным полем в [13,20], представлена на рис.1а . Плазменный сгусток, полученный путем сжатия газа (водорода) в Θ -пинче, инжектировался в рельсотрон, представляющий собой два параллельных электрода, подключенных к мощной батарее конденсаторов C_0 . В начальный момент пространство между электродами заполнено однородным холодным непроводящим водородом при давлении $P_0 \sim 0{,}3$ тор. В некоторый момент времени внешняя электрическая цепь замыкалась через плазменный сгусток, вошедший в межэлектродный промежуток. Возникающее при разряде батареи магнитное поле тормозит движение сгустка.

В эксперименте изучались особенности динамики торможения сгустка и зависимость этого процесса от начального напряжения на батарее конденсаторов U_0 .

Фиксировались СФР-граммы (пространственно временные диаграммы) движения плазменных конфигураций в межрельсовом промежутке (рис.2), осциллограммы разрядного тока и напряжения в цепи рельсотрона и т.д. В эксперименте регистрировалось также пространственное распределение температуры в плазме вдоль электродов на последовательные моменты времени.

При определенных значениях начальных параметров в эксперименте наблюдается сложная слоистая структура, возникающая в плазме за фронтом ударной волны (рис.2). Анализ пространственного распределения температуры (рис.18) показывает, что наблюдаемая структура образована чередующимися зонами сравнительно горячего (температура $\sim$ 2-5 эв) и холодного ($T \sim 0{,}2$-$0{,}5$ эв) газа. Светящиеся слои, отделенные от фронта ударной волны темным промежутком, движутся в направлении, противоположном направлению

схема установки

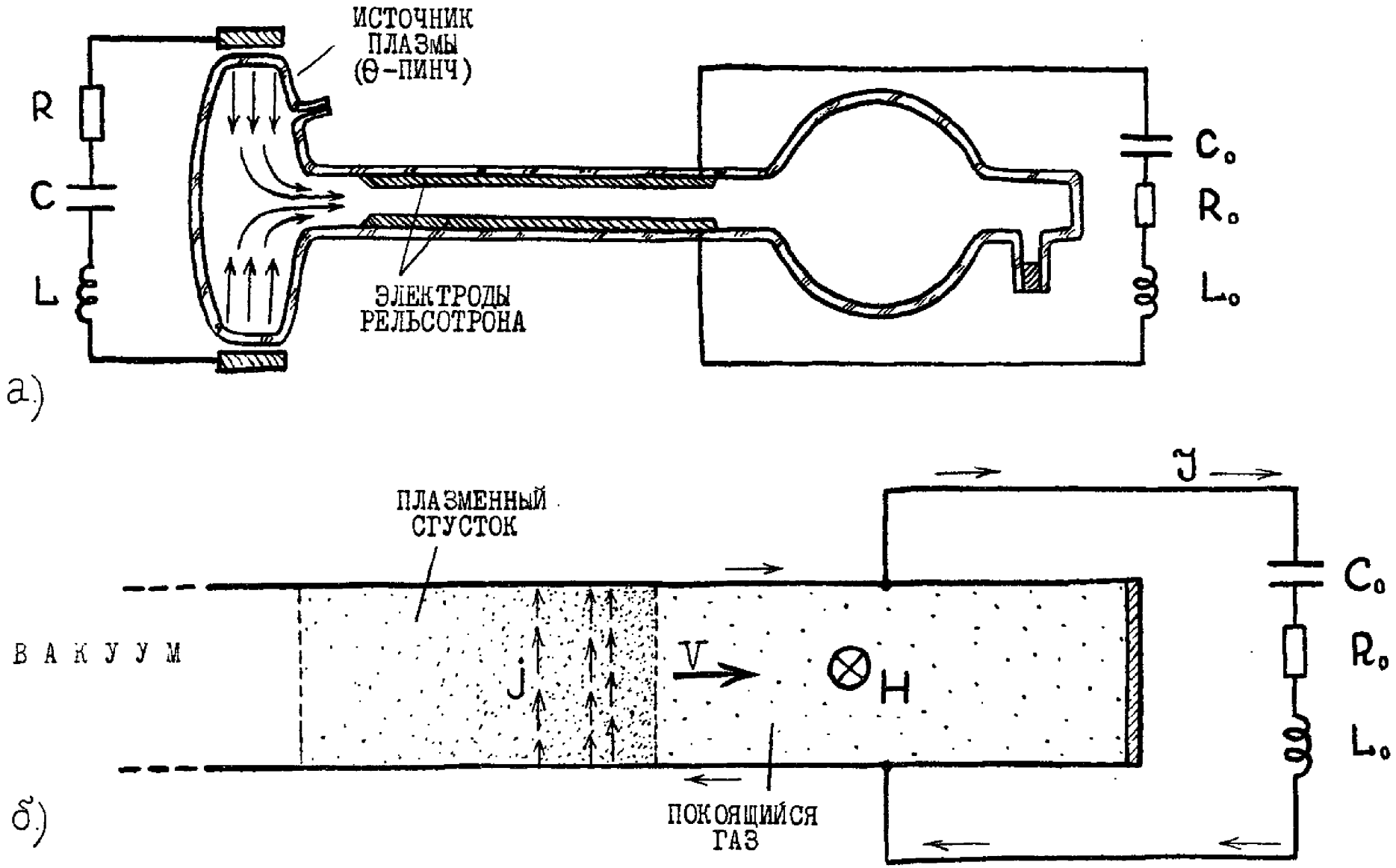


Рис. I

распроотранения иоходной ударной волны. Количество пооледовательно рождающихся слоев, наблюдаемых в эксперименте, около десяти (на Рис.2 – шесть), При этом одновременно в канале рельсотрона находитоя не более I-2 слоев.

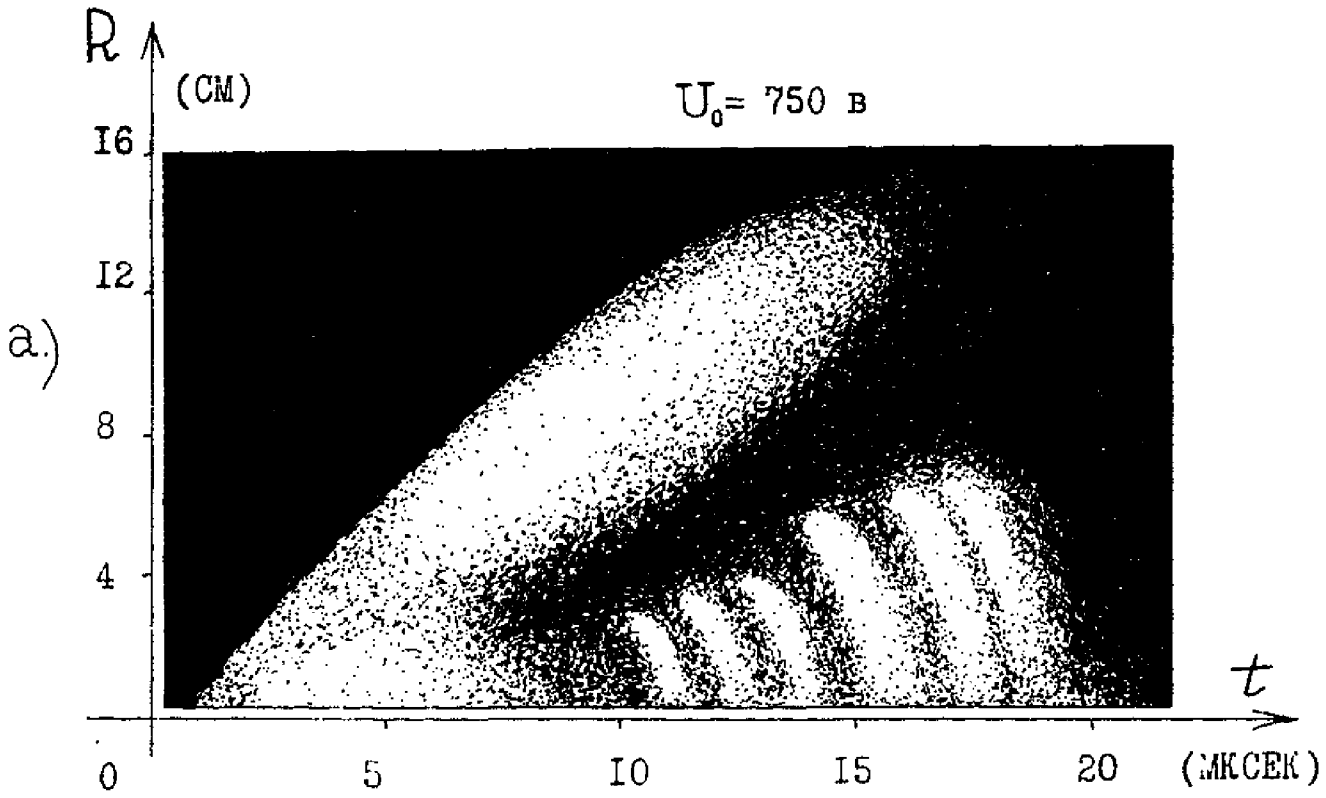


Рис. 2

СФР-граммы позволяют оценить окорость движения ударной волны, скорость "попятного" движения слоев, характерные размеры слоев, и т.д.

Важной особенностью слоистой картины течения является пороговый характер условий ее появления. В эксперименте она наблюдается лишь при достаточно большом начальном напряжении на батарее конденсаторов U_0 ,превышающем пороговое значение U_* =400–500 в.

В эксперименте в рельсотрон входит не один плазменный сгусток, а серия из двух-трех сгустков, движущихся друг за другом с некоторым интервалом. Причина этого – периодические пульсации в цепи

θ-пинча, - источника плазмы (см.рис.I), приводящие к неоднократному сжатию плазмы. Описанные в настоящей работе результаты расчетов относятся к случаю, когда цепь рельсотрона замыкалась через первый сгусток, и именно здесь "разыгрывалась" вся динамика явления. В[I3] отмечено, что слоистая структура, обладающая теми же свойствами, в эксперименте наблюдалась и при замыкании цепи рельсотрона через второй и третий сгустки. Слоистая структура при этом была даже более ярко выражена.

Для теоретического анализа был выбран вариант с первым сгустком, который проще моделируется в расчетах.

В заключении этого параграфа укажем значение некоторых параметров экспериментальной установки: емкость батареи конденсаторов C_0 =646 мкф, индуктивность внешней цепи L_0=I мкгн, ее сопротивление R_0= I ом; начальное давление водорода в рельсотроне p_0 = 0,3 тор, плотность ρ_0 =2,78.10^{-8} г/см^3, температура T_0 =0,03 эв. Начальное напряжение на емкости U_0 варьировалось в диапазоне 0÷3 кв.

§ 3. Постановка задачи

В численном эксперименте задача о торможении плазменного сгустка магнитным полем рельсотрона рассматривалась в рамках уравнений магнитной гидродинамики в одномерном нестационарном приближении. Использовались лагранжевы массовые координаты, которые удобны при анализе Т-слоя, представляющего собой образование, локализованное по массе.

Расчет начинался с момента, когда плазменный сгусток входит в межрельсовое пространство и замыкает внешнюю электрическую цепь (рис.Iб).

Плазменный сгусток моделирования ударной волной, распространяющейся по покоящемуся холодному газу, заполняющему рельсотрон.

Скорость движения фронта ударной волны, а также размер сгустка, т.е. длина "плазменной пробки" за фронтом волны были согласованы с экспериментальными данными. Параметры газа в "пробке" рассчитывались по соотношениям Гюгонио.

В эксперименте плазменный сгусток, двигаясь от источника плазмы к электродам, увлекает за собой газ, т.ч. за ним образуется разреженное пространство с малым давлением. В расчетах это моделировалось посредством левого краевого условия,- на левой границе во все время процесса поддерживалось нулевое давление.

Правая граница - неподвижная стенка, расположенная достаточно далеко, так что ударная волна не успевает дойти до нее. На правой границе задается также значение напряженности магнитного поля, закон изменения которого во времени вычисляется из электротехнического уравнения для внешней цепи.

Слева магнитное поле поддерживается равным нулю. Такое условие означает, что ток, текущий во внешней цепи рельсотрона, целиком замыкается через плазму.

Соответствующая система уравнений имеет вид:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\rho}\right)=\frac{\partial v}{\partial m} \tag{3.1}$$

$$\frac{dv}{dt}=-\frac{\partial p}{\partial m}+F, \qquad F=\frac{j\cdot H}{\rho}=-\frac{\partial}{\partial m}\frac{H^2}{8\pi} \tag{3.2}$$

$$\frac{dx}{dt}=v \tag{3.3}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{H}{\rho}\right)=-\frac{\partial E}{\partial m} \tag{3.4}$$

$$j=-\frac{\rho}{4\pi}\cdot\frac{\partial H}{\partial m} \tag{3.5}$$

$$j=\sigma E \tag{3.6}$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -p\frac{\partial v}{\partial m} + Q, \qquad Q = \frac{j \cdot E}{\rho} \tag{3.7}$$

$$p = p(\rho, T), \qquad \mathcal{E} = \mathcal{E}(p, T) \tag{3.8}$$

$$\sigma = \sigma(\rho, T) \tag{3.9}$$

Здесь t – время, x –эйлерова координата, $m (dm = \rho dx)$ – лагранжева массовая переменная, v – скорость плазмы, ρ – ее плотность, p – давление, $\mathcal{E}$ –внутренняя энергия, T –температура, H, E – напряженности соответственно магнитного и электрического поля, j – плотность электрического тока, σ –электропроводность плазмы, F – электромагнитная сила, Q – джоулево тепло; производная по времени лагранжева $\left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial x}\right)$

Система уравнений (3.1) – (3.9) решается в области

$$0 \leq m \leq M; \qquad t > 0 \tag{3.10}$$

где M – масса плазмы в рельсотроне, отнесенная к единице площади поперечного сечения рельсотрона.

Граничные условия, описанные выше, формулируются следующим образом:

$$p(0,t) = 0 \tag{3.11}$$

$$H(0,t) = 0 \tag{3.12}$$

$$v(M,t) = 0 \tag{3.13}$$

$$H(M,t) = 4\pi J(t) \tag{3.14}$$

$$L\frac{dJ}{dt} + R_0 J - U(t) + E(M,t) = 0 \tag{3.15}$$

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{J}{C_0} \tag{3.16}$$

$$U(0) = U_0; \qquad J(0) = 0 \tag{3.17}$$

Здесь $J(t)$ - ток в цепи рельсотрона, $U(t)$ - напряжение на батарее конденсаторов, $U_0 = U(0)$ - начальное напряжение, L_0, R_0, C_0 - электротехнические параметры внешней цепи, соответственно, индуктивность, сопротивление, емкость.

Уравнение состояния для водорода (3.8), а также зависимость электропроводности от термодинамического состояния плазмы брались из таблиц [14]. При расчете этих величин в [14] принята во внимание ионизация, которая определялась из системы уравнений Саха с учетом снижения потенциала ионизации за счет экранировки, и обрезанием статистических сумм в соответствии с ограничениями, которые накладывают на число возбужденных состояний конечная плотность газа и экранировка. Электропроводность находилась из системы уравнений Больцмана в четвертом приближении Чэпмена-Энскога. Взаимодействия заряженных частиц описывались экранированным кулоновским потенциалом. Квантово-механическое сечение рассеяния на этом потенциале находилось в борновском приближении. В электрон-электронном рассеянии учитывались интерференционные эффекты.

Начальные распределения газодинамических величин,- плотности, давления и скорости плазмы отвечают ударной волне, движущейся с заданной скоростью по невозмущенному газу с параметрами $p_0 = 0{,}3$ тор, $\rho_0 = 2{,}78 \cdot 10^{-8}$ г/см^3. Магнитные и электрические поля в начальный момент отсутствуют.

Процесс торможения плазменного сгустка в экспериментальной установке, строго говоря, не является одномерным. Основная причина этого - ограниченность размеров электродов, что порождает различные краевые эффекты.

В сформулированной выше одномерной задаче электроды считаются бесконечными плоскостями.

Пренебрегая конечностью ширины электродов, можно считать, что одномерная задача описывает течение плазмы во внутренней области

межэлектродного пространства.

Ограниченность электродов в продольнсм направлении является более существенным фактором. В эксперименте Т-слои в процессе попятного движения выходят из межэлектродного промежутка. Это вызывает частичный "вынос тока" из рельсотрона, а при дальнейшем движении слоя "обрыв" тока через него. Указанное обстоятельство, повидимому, стимулирует образование в рельсстроне новых Т-слоев.

В § 6 в рамках одномерной постановки задачи проведен эффективный учет этого краевого эффекта.

В расчетах не учитывались процессы теплопереноса. В рассматриваемом диапазоне параметров как показывают оценки, влиянием теплопроводнооти и излучения можно пренебречь.

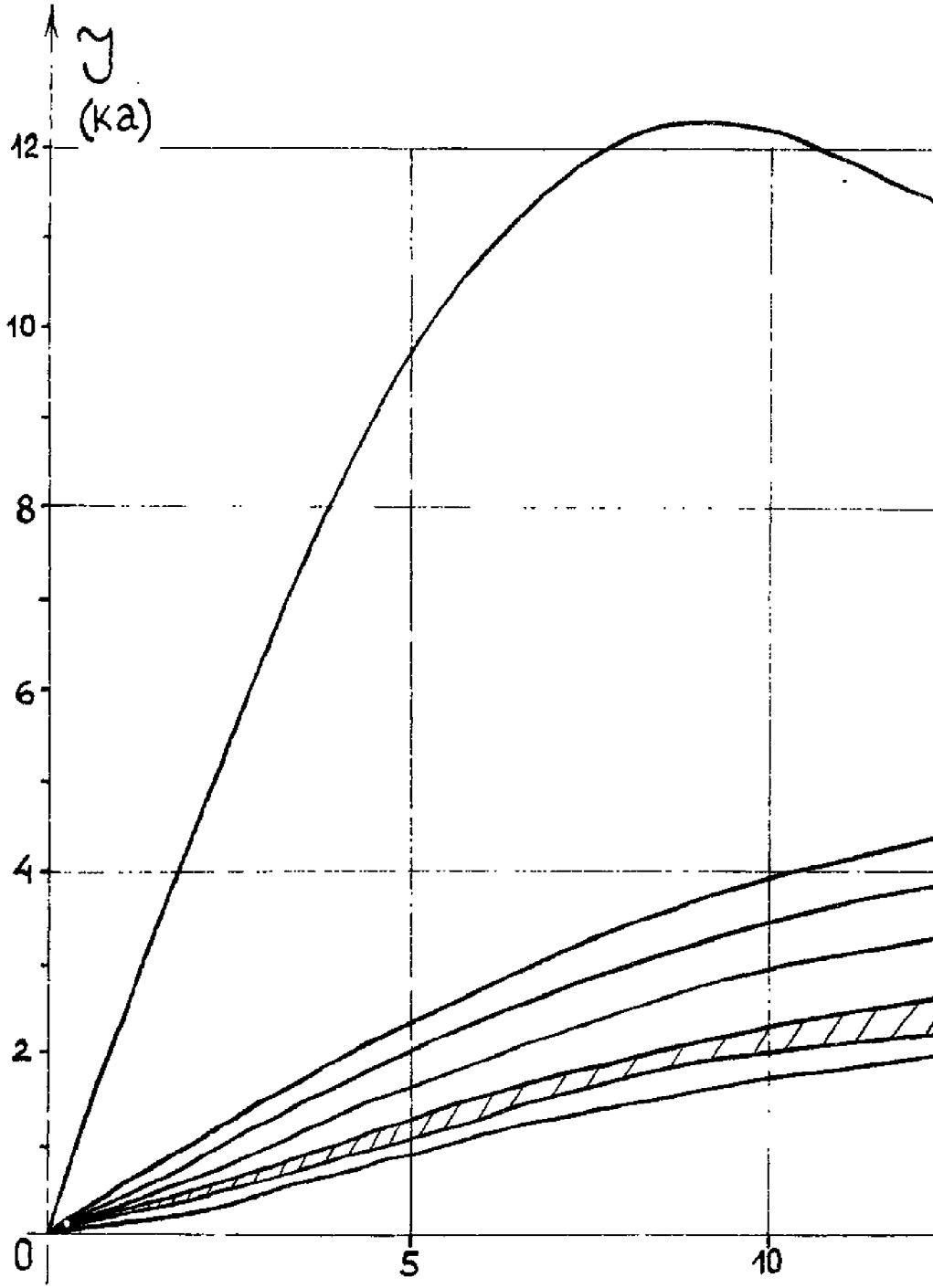
В расчетах система уравнений (3.I)-(3.I7) аппроксимировалась однородной полностью консервативнсй разностной схемой, которая решалась методом последовательных прогонок с итерациями [I5÷I9]. Для обеспечения возможности сквозного расчета ударных волн в схему вводилась псевдовязкость [6,I8]. Решение уравнений для электромагнитного поля (3.4)-(3.6) совмеотно с электротехническим уравнением цепи (3.I5)-(3.I7) проводилось с помощью безытерационного метода [I9] .

§ 4. Механизм образования слоистой структуры.

На рис.3÷II представлены результаты раочета сформулированной в предыдущем параграфе задачи при следующих значениях параметров: напряжение на батарее конденсаторов U_0 =750в, скорость газа в "пробке" за фронтом исходной ударной волны - I0 км/сек, длина пробки - 6,5 см.

На рис.3 приведена рассчитанная зависимость от времени полного тока через рельсотрон (см.кривую для U_0 =750 в).

Проводимость за фронтом исходной ударной волны не велика, поэтому плотность электрического тока j распределена равно-


ζ
(ka)
12
10
8
6
4
2
0
5
10

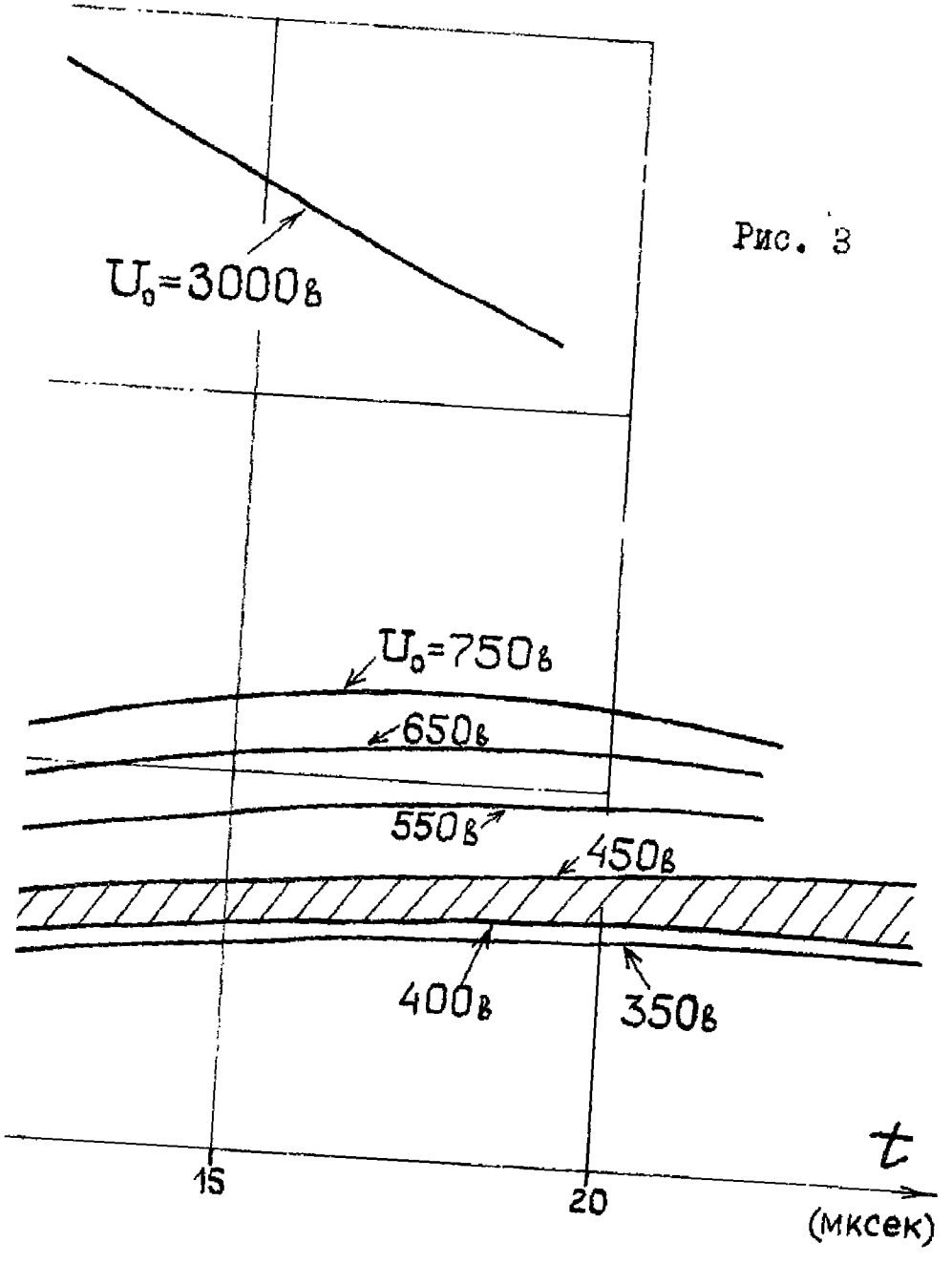
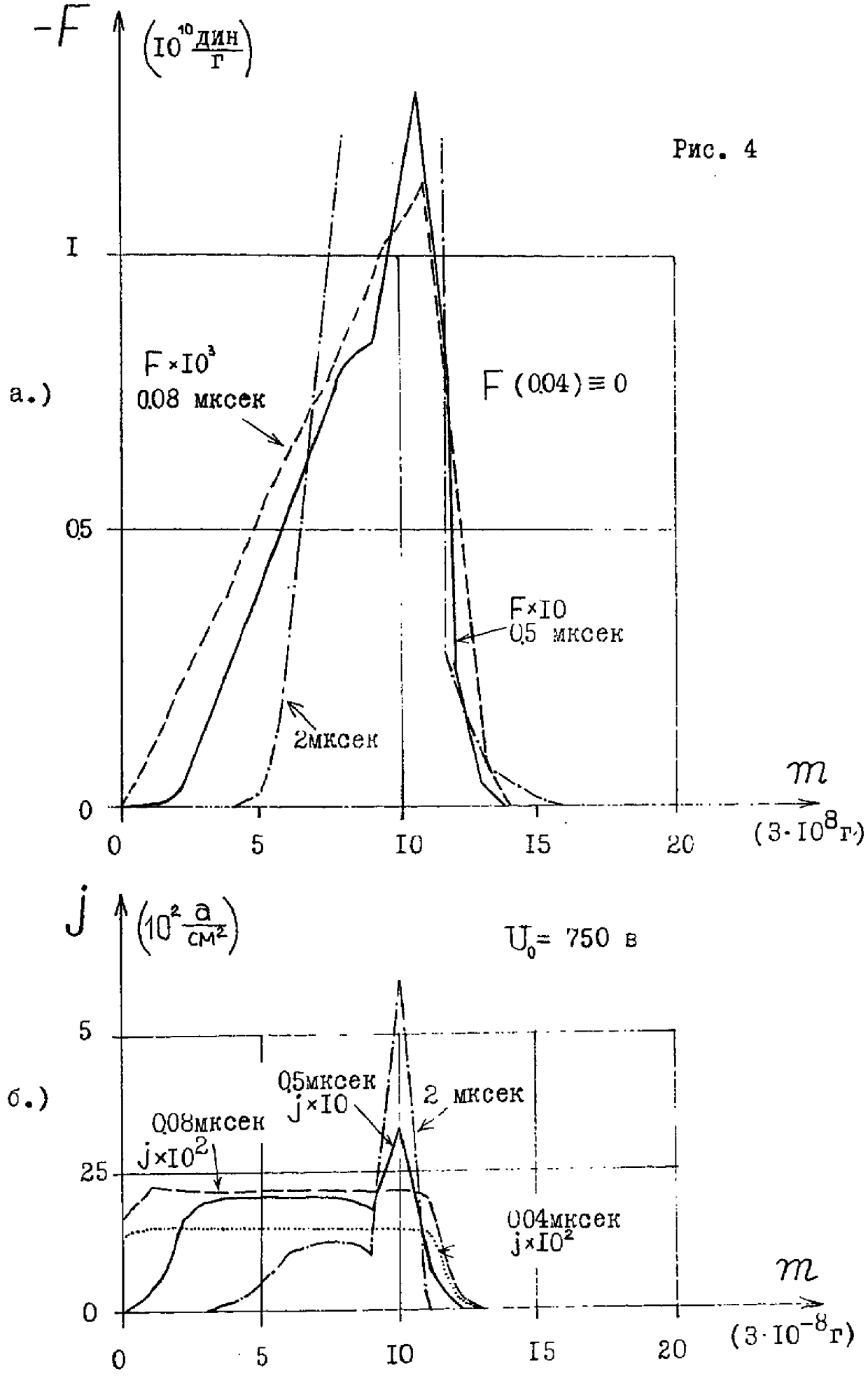
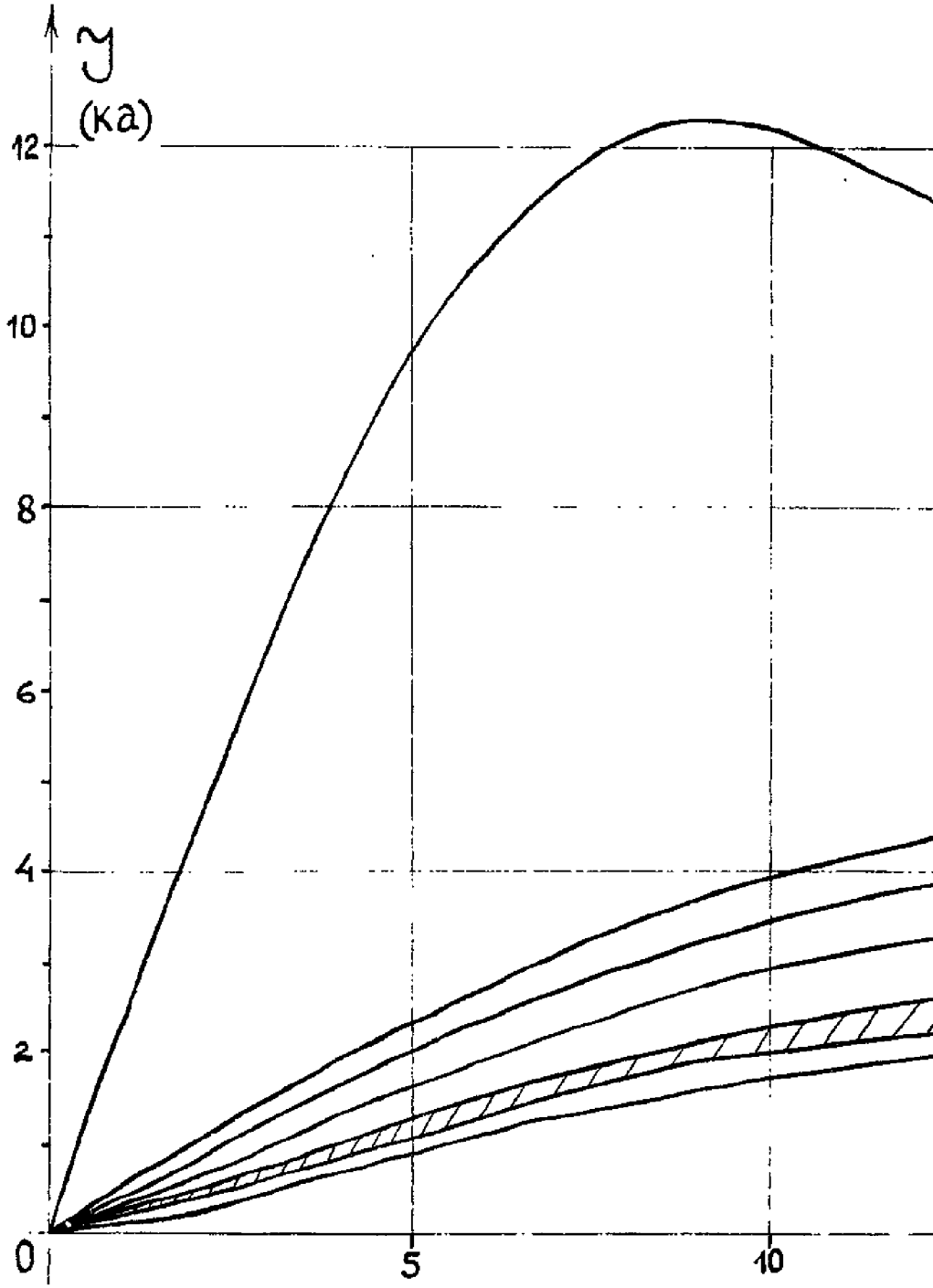


Рис. 3


-F
(10^10 дин/г)
Рис. 4
I
0.5
0
а.)
F×10^3
0.08 мксек
F (0.04) ≡ 0
F×10
0.5 мксек
2мксек
m
0
5
10
15
20
(3·10^8 г)
j
(10^2 а/см^2)
U_0 = 750 в
5
25
0
б.)
0.5мксек
j×10
2 мксек
0.08мксек
j×10^2
0.04мксек
j×10^2
m
0
5
10
15
20
(3·10^-8 г)


y
(ka)
12
10
8
6
4
2
0
5
10

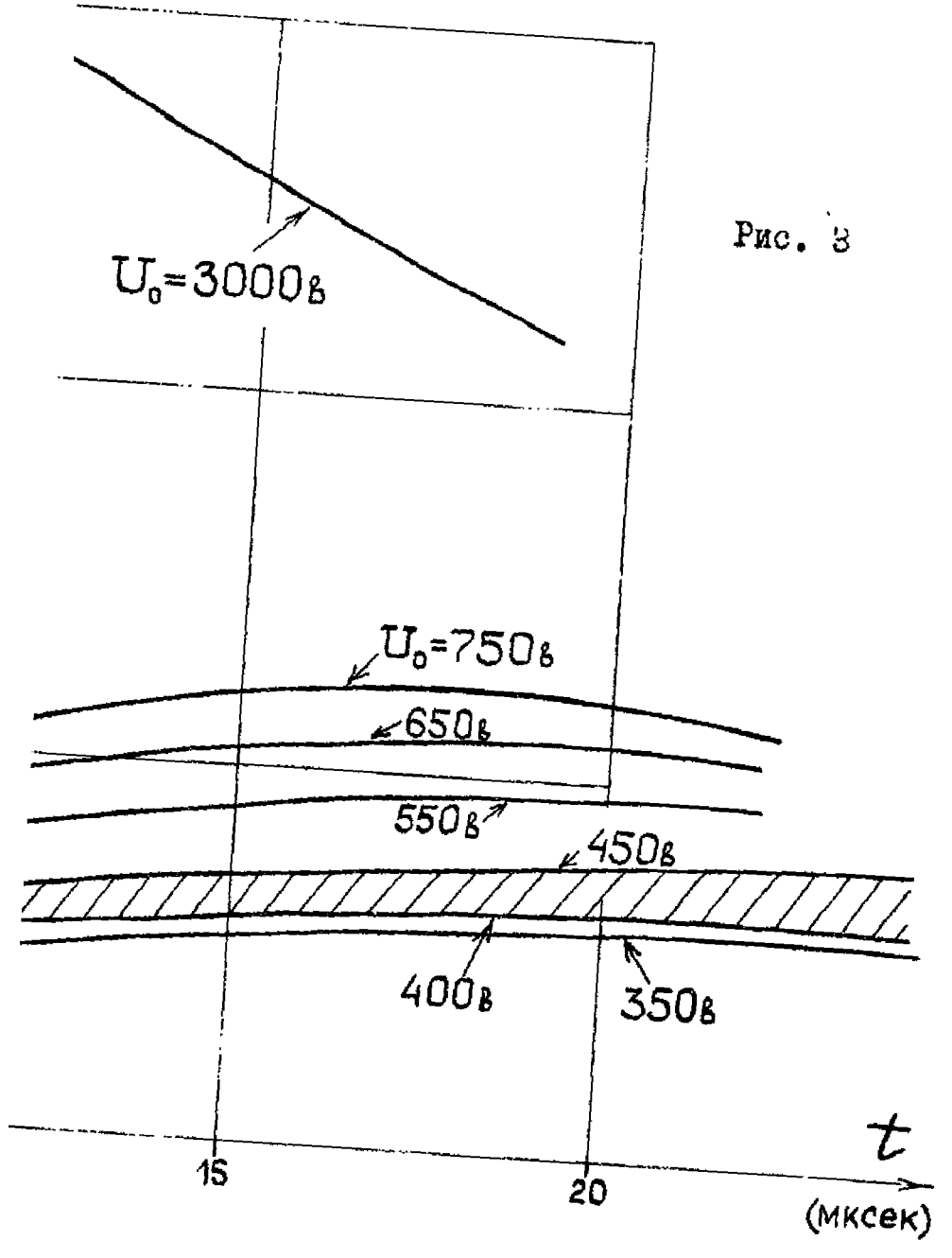


Рис. 3

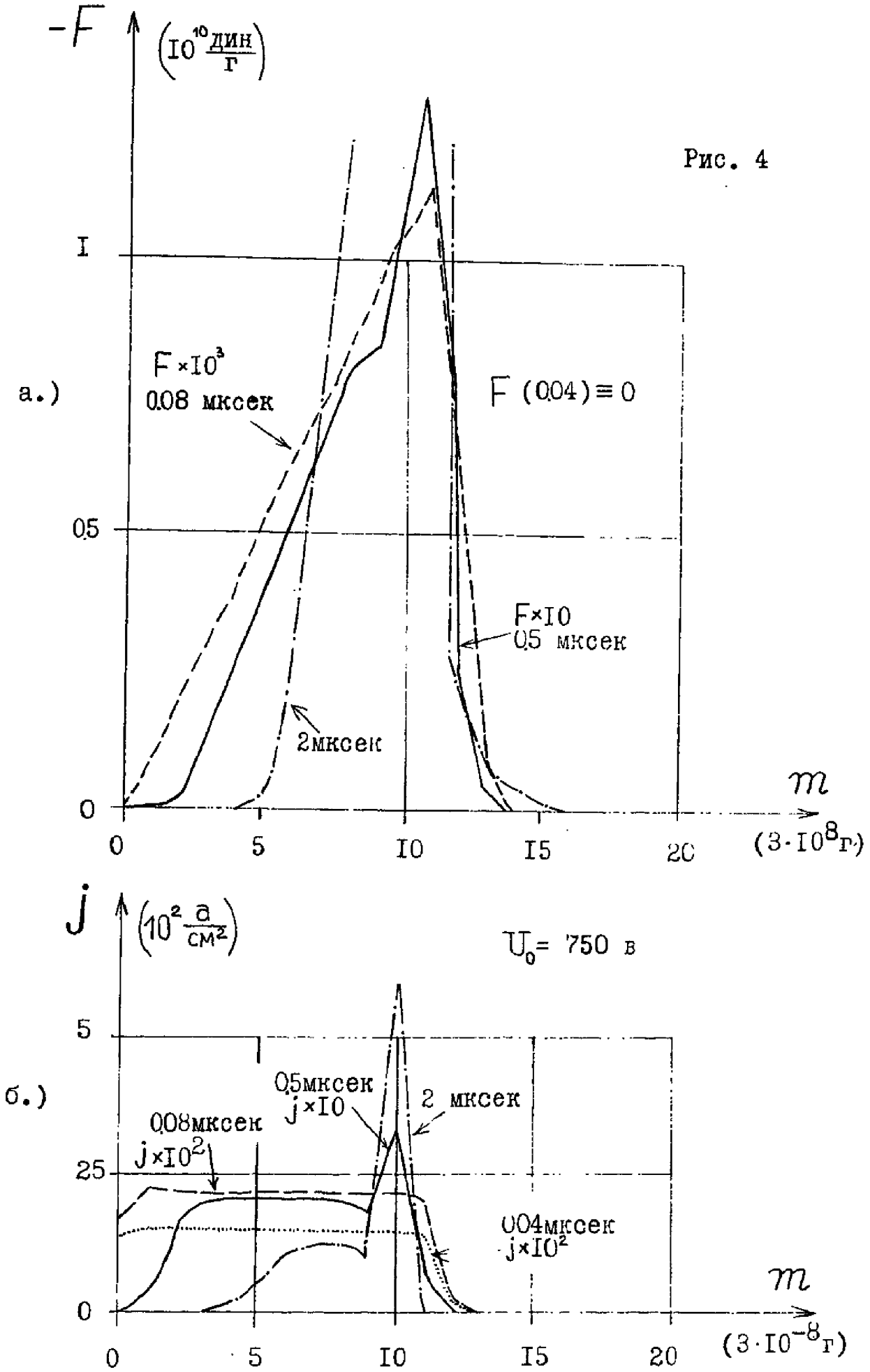
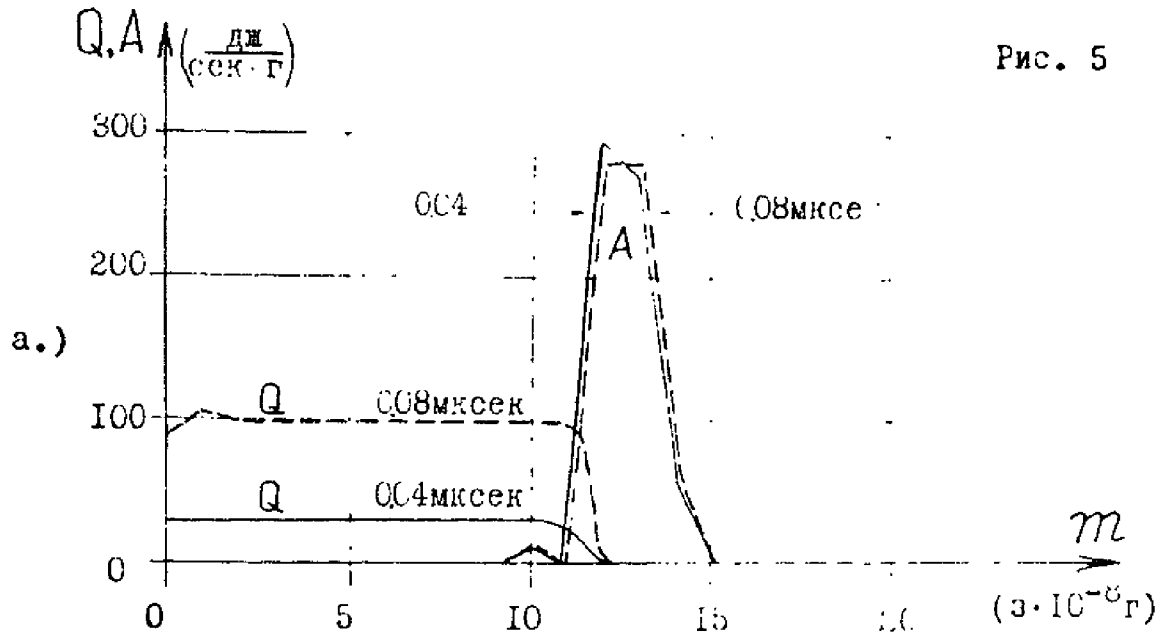
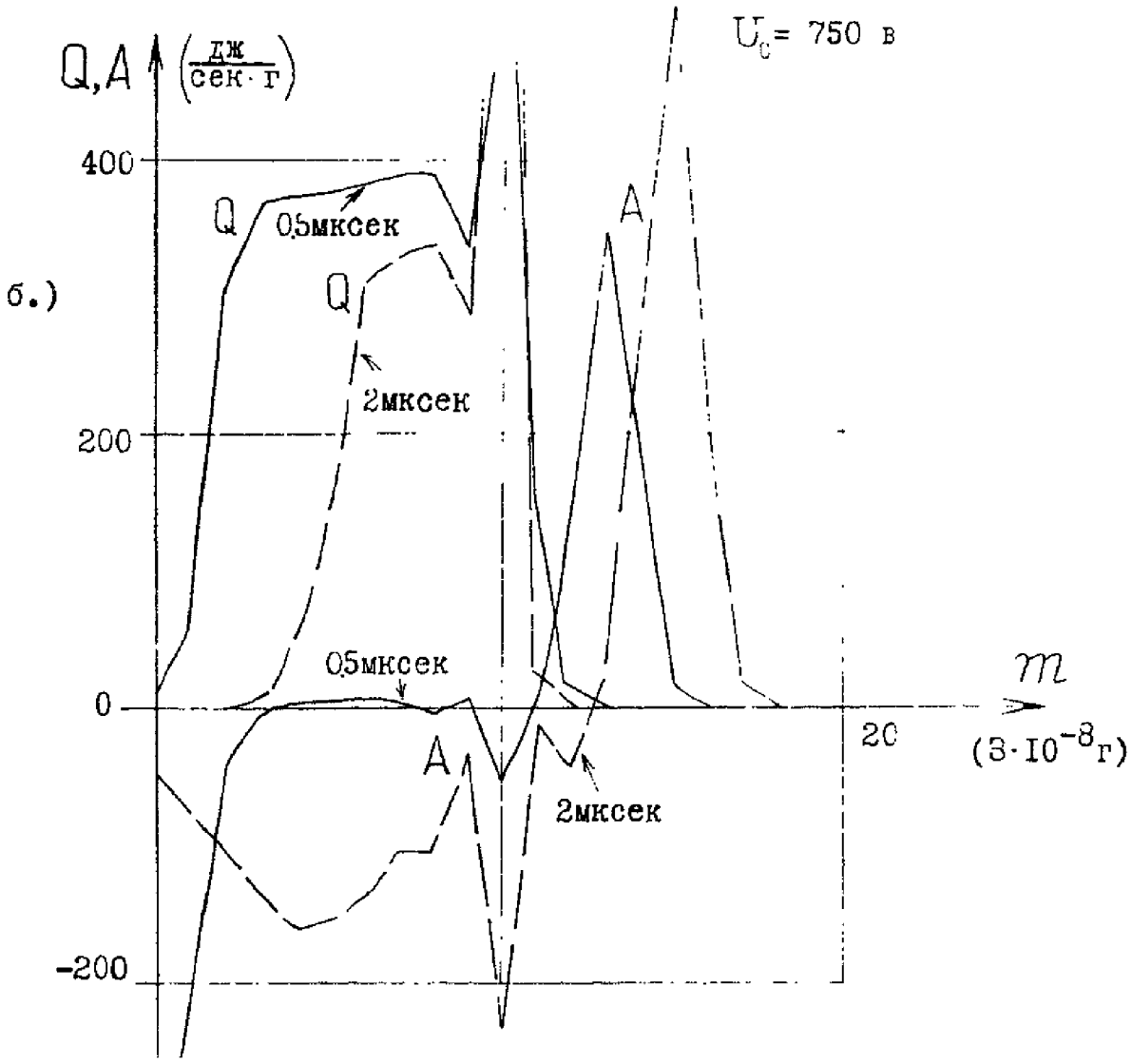

-F
(10^10 дин/г)
Рис. 4
1
0.5
0
а.)
F×10^3
0.08 мксек
F (0.04) ≡ 0
F×10
0.5 мксек
2мксек
m
0
5
10
15
20
(3·10^8 г)
j
(10^2 а/см^2)
U_0 = 750 в
5
25
0
б.)
0.5мксек
j×10
2 мксек
0.08мксек
j×10^2
0.04мксек
j×10^2
m
0
5
10
15
20
(3·10^-8 г)

Рис. 5


Q,A
(дж/сек·г)
300
200
100
0
а.)
0,04
0,08мксе
A
Q
0,08мксек
Q
0,04мксек
m
0
5
10
15
(3·10⁻⁸г)


Q,A
(дж/сек·г)
U₀= 750 в
400
200
0
-200
б.)
Q
0,5мксек
Q
2мксек
A
0,5мксек
A
2мксек
m
20
(3·10⁻⁸г)

мерно (Рис.4.б t =0,04 ; 0,08 мкоек). Соответственно джоулев нагрев Q также равномерен (рис.5а), что приводит к равномерному прогреву газа в "пробке" (Рис.6а).

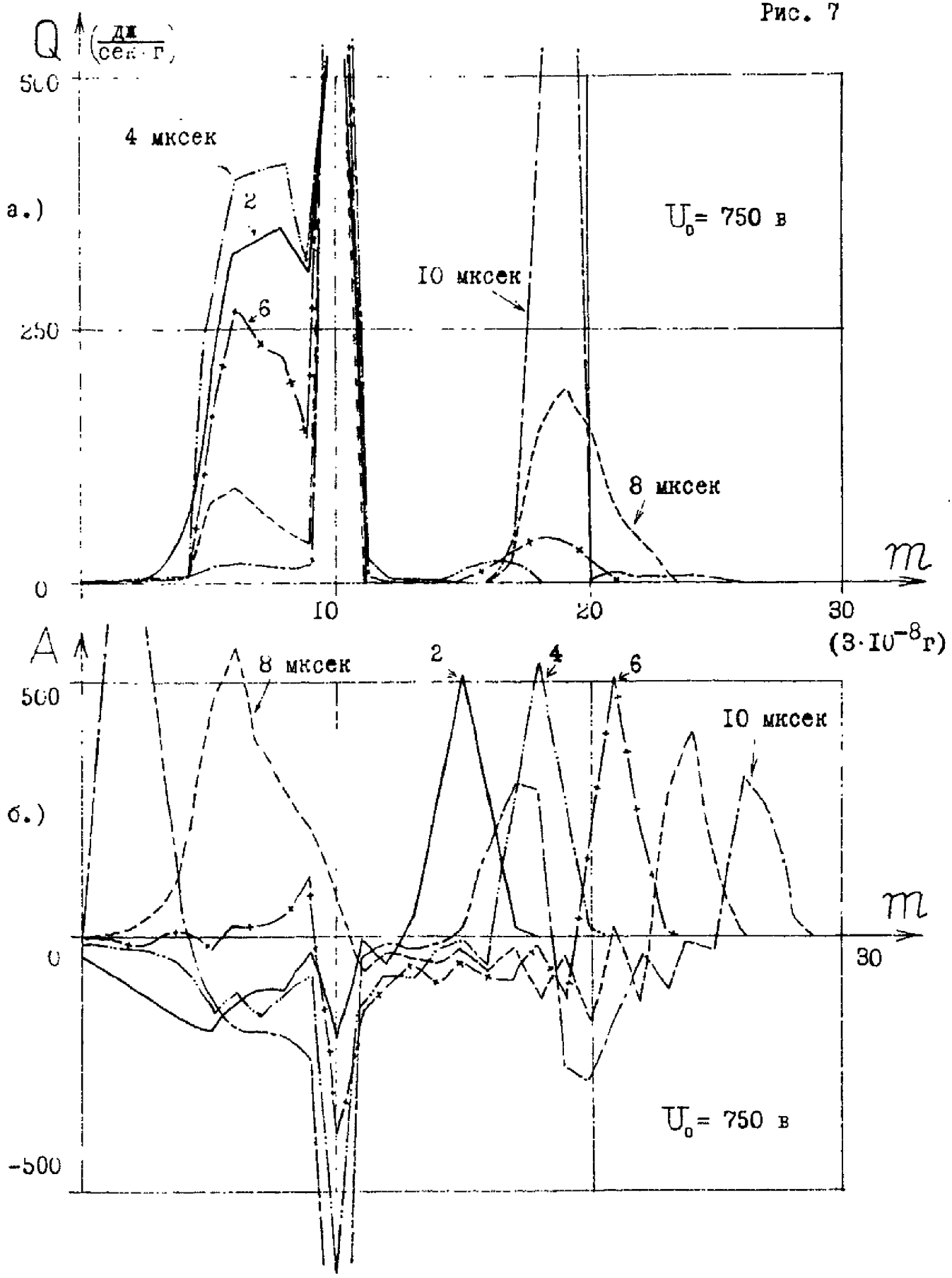
Левый конец пробки, граничащий с вакуумом, охлаждается волной разрежения, распространяющейся направо. На рис.5 на различные моменты времени представлены профили по массовой координате работы сил давления $A = -p\frac{\partial v}{\partial m}$, входящей в правую часть уравнения энергии (3.7) наряду с джоулевым теплом Q . На фронте ударной волны величина А положительна, что соответствует разогреву газа вследствие сжатия. У левой границы $m=0$ эта величина отрицательна,- волна разрежения охлаждает газ.

С течением времени по мере нарастания разрядного тока и прогрева газа в "пробке", ток скинируется в ее передней части (Рис.4б). Здесь же локализуется электромагнитная сила F (рис.4а) и джоулев нагрев Q (Рис.5б). Волна разрежения, двигающаяся от вакуума, охлаждая газ, делает его непроводящим. Поэтому токи, а, следовательно, и джоулев нагрев отсюда вытесняются.

Локализация токов и джоулева нагрева приводит к возникновению Т-слоя [1÷9] . Рис.6-7 позволяют детально проследить процесс его развития. Бурное, взрывоподобное выделение джоулева тепла в зоне Т-слоя вызывает разброс газа из этой области, (на рис.5б и 7б величина А здесь имеет отрицательный пик), что усиливает ударную волну.

С ростом полного тока электромагнитная сила F , локализованная в районе Т-слоя, увеличивается, что приводит к торможению Т-слоя и далее к его остановке и обратному движению. Это в свою очередь порождает мощную ударную волну, идущую налево вниз по потоку (см.например, графики давления p на рис.6б). Одновременно образуется и волна разрежения, распространяющая

Рис. 7


Q (дж/сек·г)
500
250
0
а.)
4 мксек
2
6
10 мксек
8 мксек
U_0= 750 в
m
10
20
30
(3·10⁻⁸г)
A
500
0
-500
б.)
8 мксек
2
4
6
10 мксек
m
30
U_0= 750 в

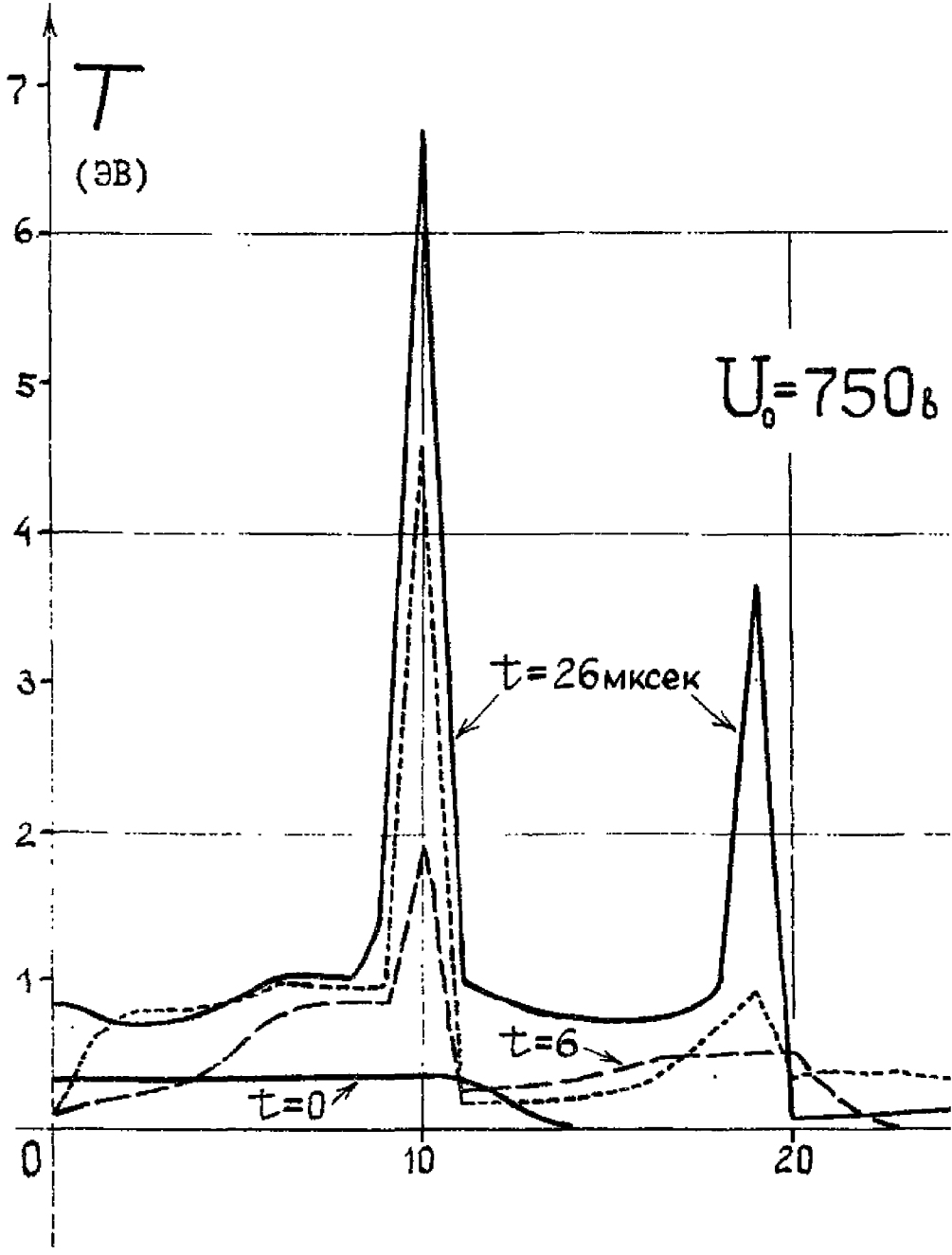
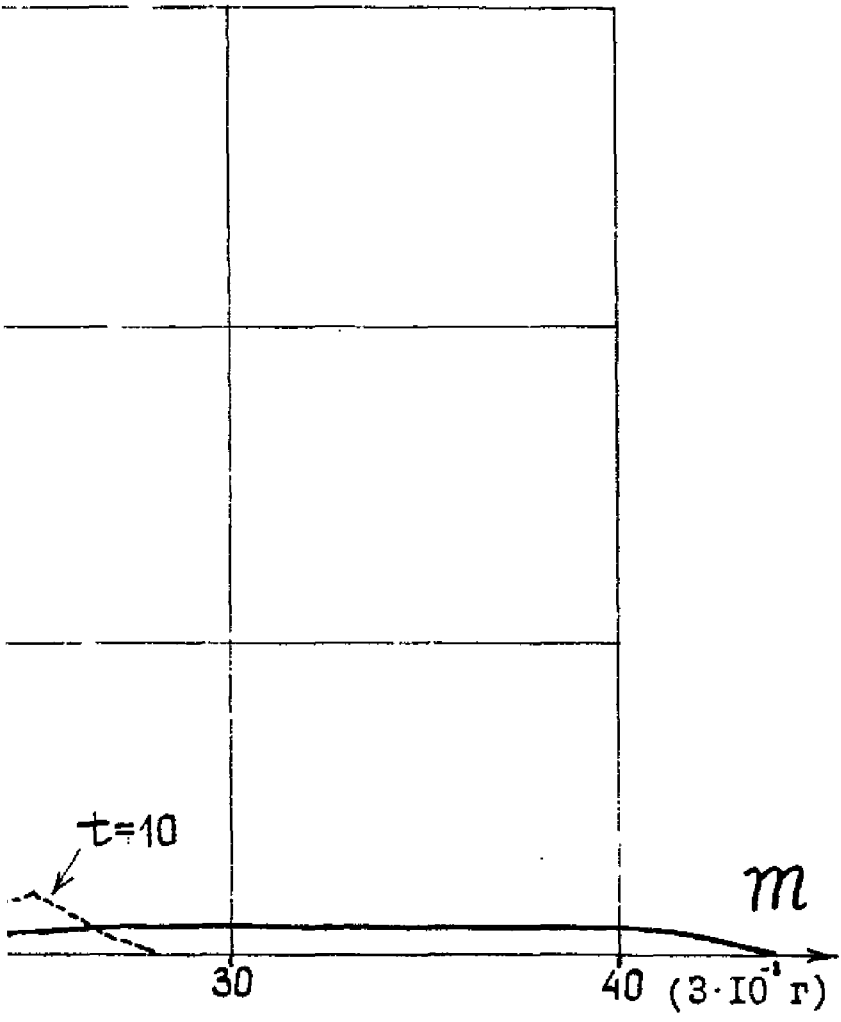

T
(ЭВ)
7
6
5
4
3
2
1
0
10
20
U₀=750в
t=26мксек
t=6
t=0

Рис. 8



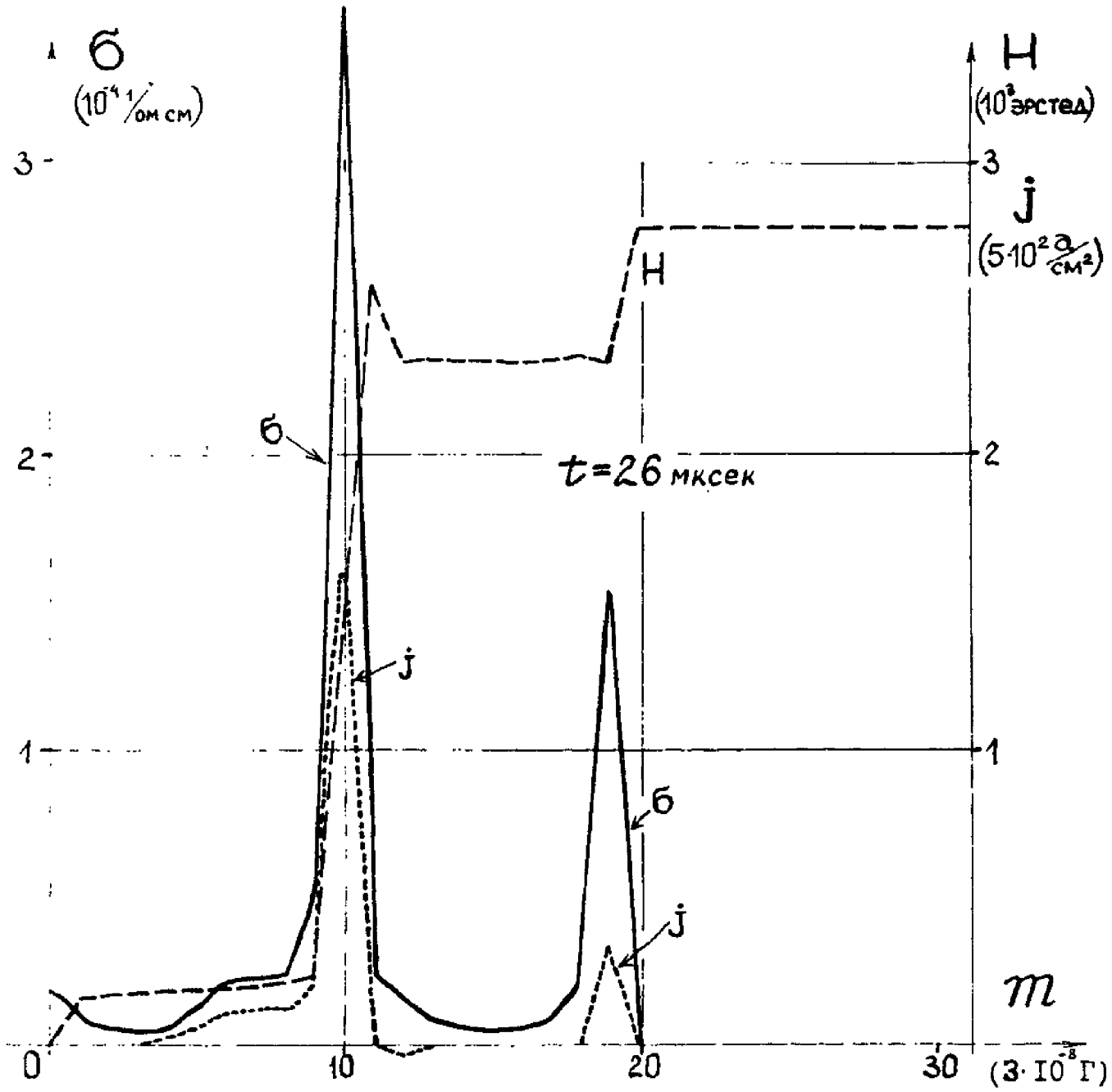
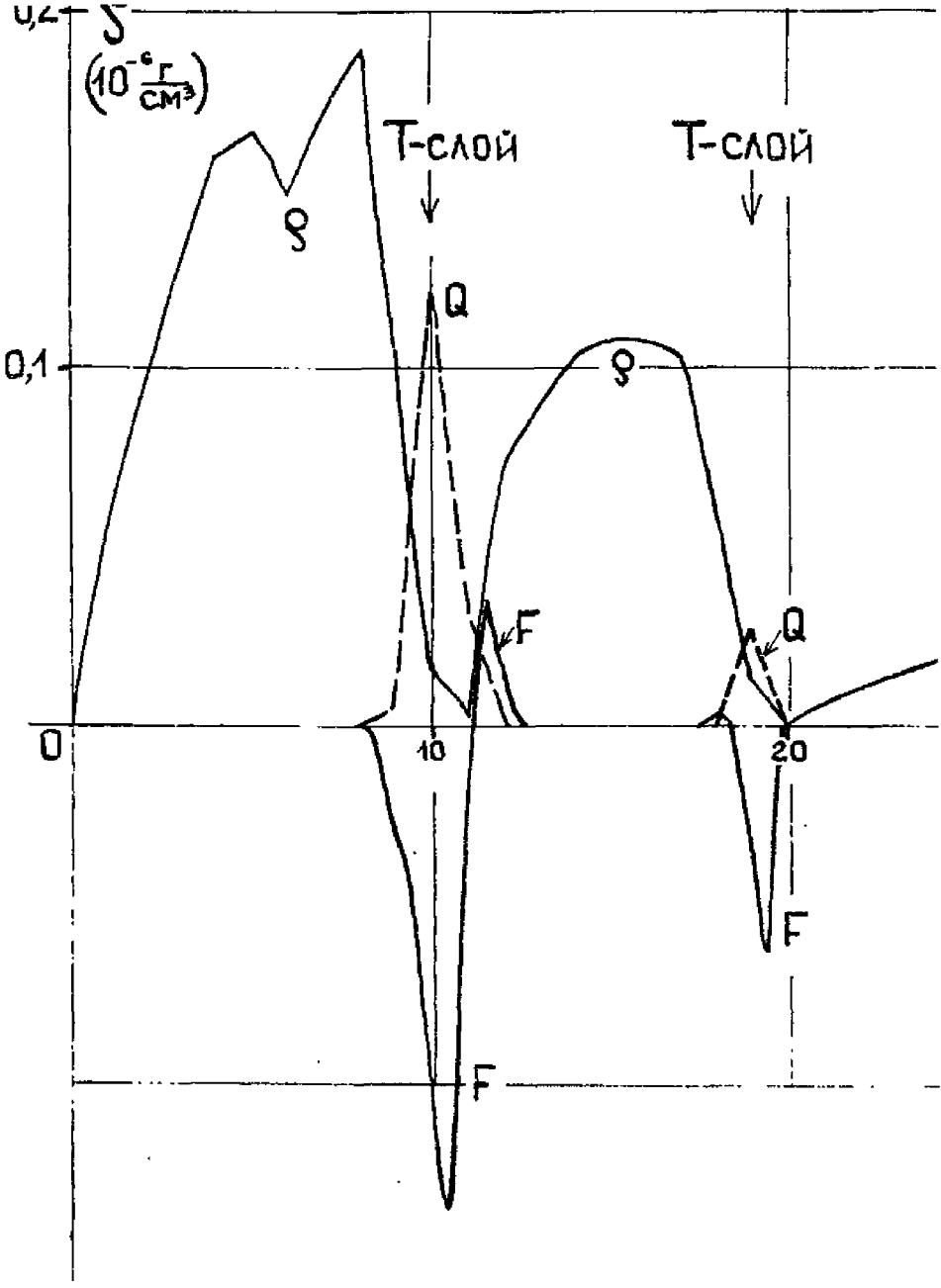

б
(10⁻⁴ 1/ом см)
H
(10³ эрстед)
j
(5·10² а/см²)
3
2
1
0
10
20
30
H
б
j
t=26 мксек
б
j
m
(3·10⁻⁸ Г)

Рис. 9


0,2
ρ
(10⁻⁶ г/см³)
Т-слой
Т-слой
ρ
Q
0,1
ρ
F
Q
0
10
20
F
F

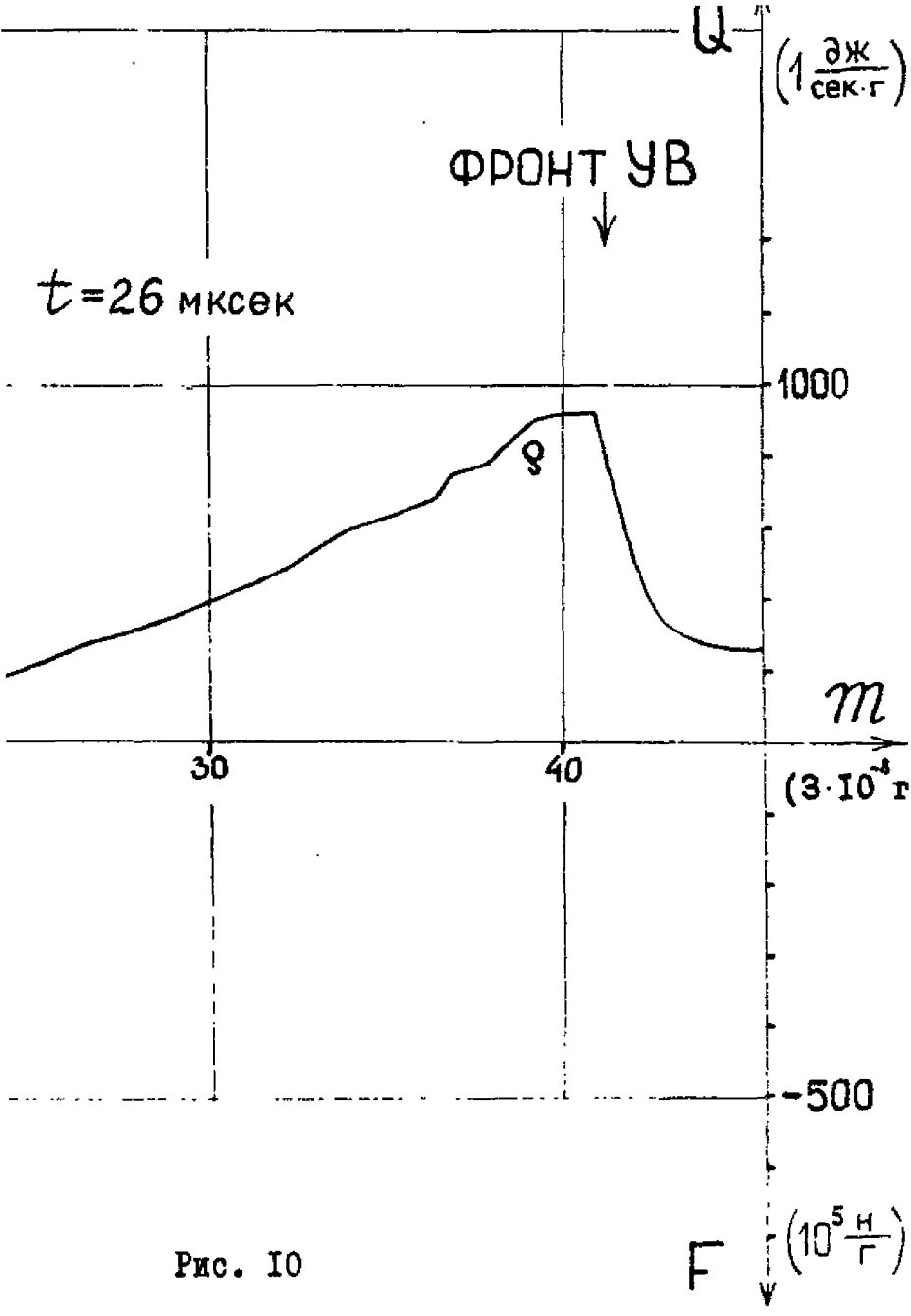


Рис. 10

направо, вслед за исходной ударной волной.

Газ в зоне справа от Т-слоя охлаждается, электрический ток и джоулев нагрев вытесняются в район фронта волны. На рис.6-7 видно, как при $t \sim 8$-10 мксек это приводит к рождению нового Т-слоя. Описанные выше процессы, сопровождающие развитие Т-слоя, повторяются. Однако интенсивность ударной волны, распространяющейся направо от второго Т-слоя, мала, т.к. на ней уже не происходит образования следующего Т-слоя. Рост магнитного поля к этому моменту замедляется, что также препятствует возникновению очередного Т-слоя. Рис.8 дает возможность проследить изменение температуры в течение всего процесса.

Таким образом в потоке формируются неоднородности - горячие Т-слои, разделенные зонами холодного газа. Типичное распределение параметров в потоке на развитой стадии (t =26 мксек) представлено на рис.9 (проводимость σ , напряженность магнитного поля H , плотность электрического тока j) и рис.10 (плотность газа ρ , джоулев нагрев Q , электромагнитная сила F). Токи, джоулев нагрев и сила локализованы в основном в Т-слоях, где электропроводность велика.

Характерный вид имеет профиль плотности. В районе Т-слоев она мала,- при возникновении слоя, сопровождавшемся интенсивным выделением тепла, здесь наблюдается резкое разрежение газа. В процессе обратного движения Т-слои как поршни "сгребают" газ перед собой, уплотняя его.

Сложная динамика процесса вызывает в некоторые моменты появление обратных токов, текущих противоположно основному току, пульсацию величины плотности тока в Т-слоях и т.д. (рис.9). В эксперименте, где, к сожалению, плотность электрических токов не измерялось, это означало бы образование замкнутых петель тока, подобных тем, которые регистрировались в электродинамических ускорителях плазмы [10-12].

На рис.II изображены траектории движения образовавшихся Т-слоев и фронта ударной волны на плоскости (x, t). Сопоставление этого графика с СФР-граммой указывает на большое число общих черт.

В расчете фронт ударной волны движется замедляясь со скоростью I2-I4 км/сек. Это хорошо соответствует экспериментальной картине."Полосатый" участок течения на СФР-грамме легко отождествляется с Т-слоями, разделенными промежутками холодного газа.

Характерна "крючкообразная" форма полос, наблюдаемая в эксперименте. Она соответствует форме траекторий Т-слоев, полученных в расчете. Начальная часть траекторий до момента остановки слоя в эксперименте не регистрируется, поскольку температура в Т-слое еще невелика. Скорости движения слоев в эксперименте и расчете близки, причем скорость слоев, образовавшихся позже - выше, т.к. они возникают при большем значении разрядного тока, и на них действует большая электромагнитная сила.

Количественно близок в эксперименте и расчете и характерная ширина полос, имеющая порядок сантиметра.

В расчетах так же как и в эксперименте варьировалось начальное напряжение на емкости во внешней цепи U_0. При увеличении U_0 слоистая структура потока сохраняется. Температура в Т-слоях, а также скорость их движения увеличиваются, что связано с возрастанием полного тока $J(t)$, ход которого во времени для некоторых вариантов приведен на рис.3.

При уменьшении U_0 изменение параметров носит противоположный характер. На рис.I2 дано сравнение (x, t) - диаграмм для двух вариантов расчета с $U_0 =$ 750в и 450в. Здесь линии, изображающие Т-слои,- траектории точек с максимальными температурами.
При снижении напряжения ниже некоторого критического значения U_* (400в $< U_* <$ 450в заштрихованная область на Рис.3) картина

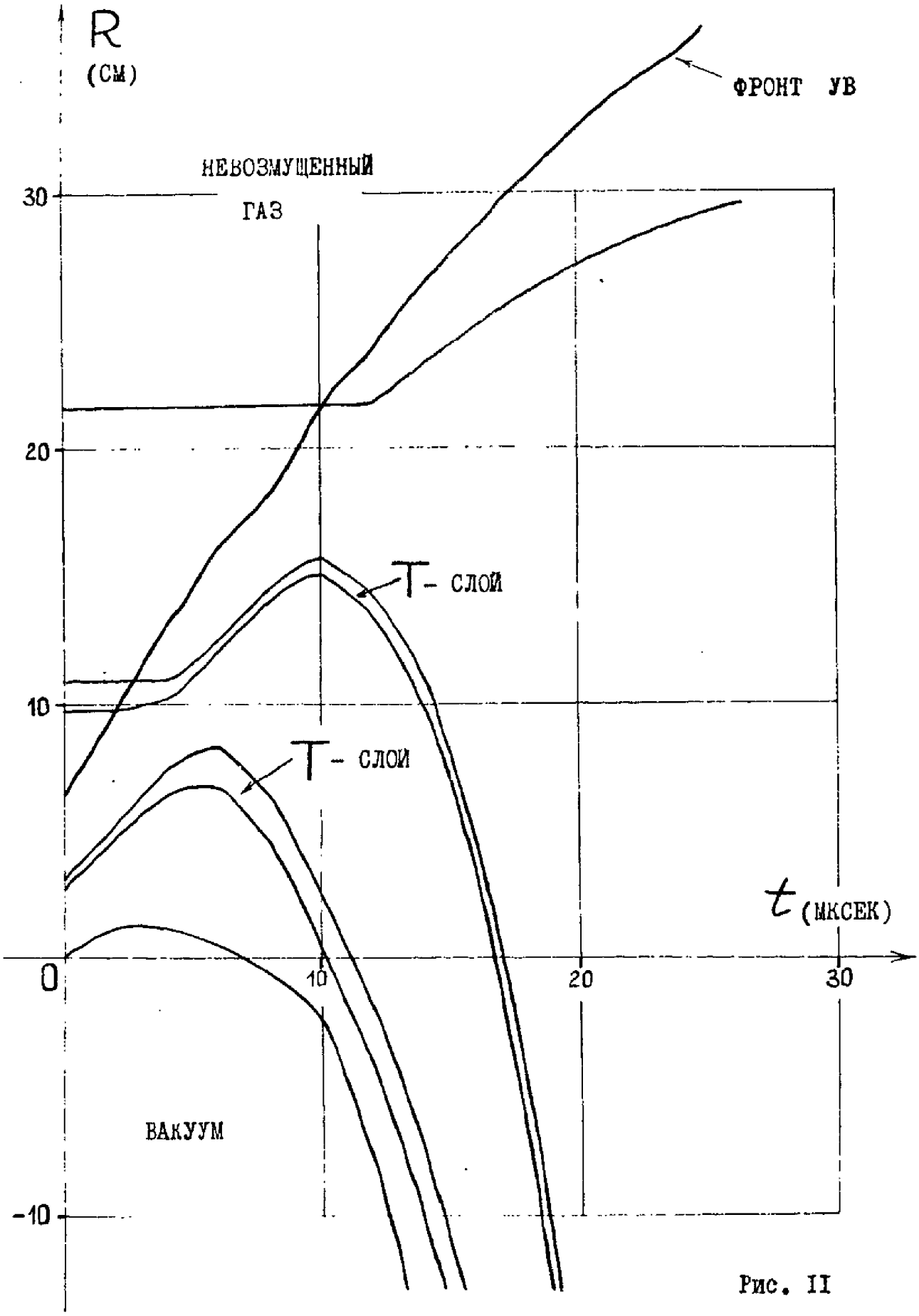

R
(СМ)
ФРОНТ УВ
НЕВОЗМУЩЕННЫЙ
ГАЗ
30
20
10
0
-10
T - СЛОЙ
T - СЛОЙ
t (МКСЕК)
10
20
30
ВАКУУМ

Рис. II

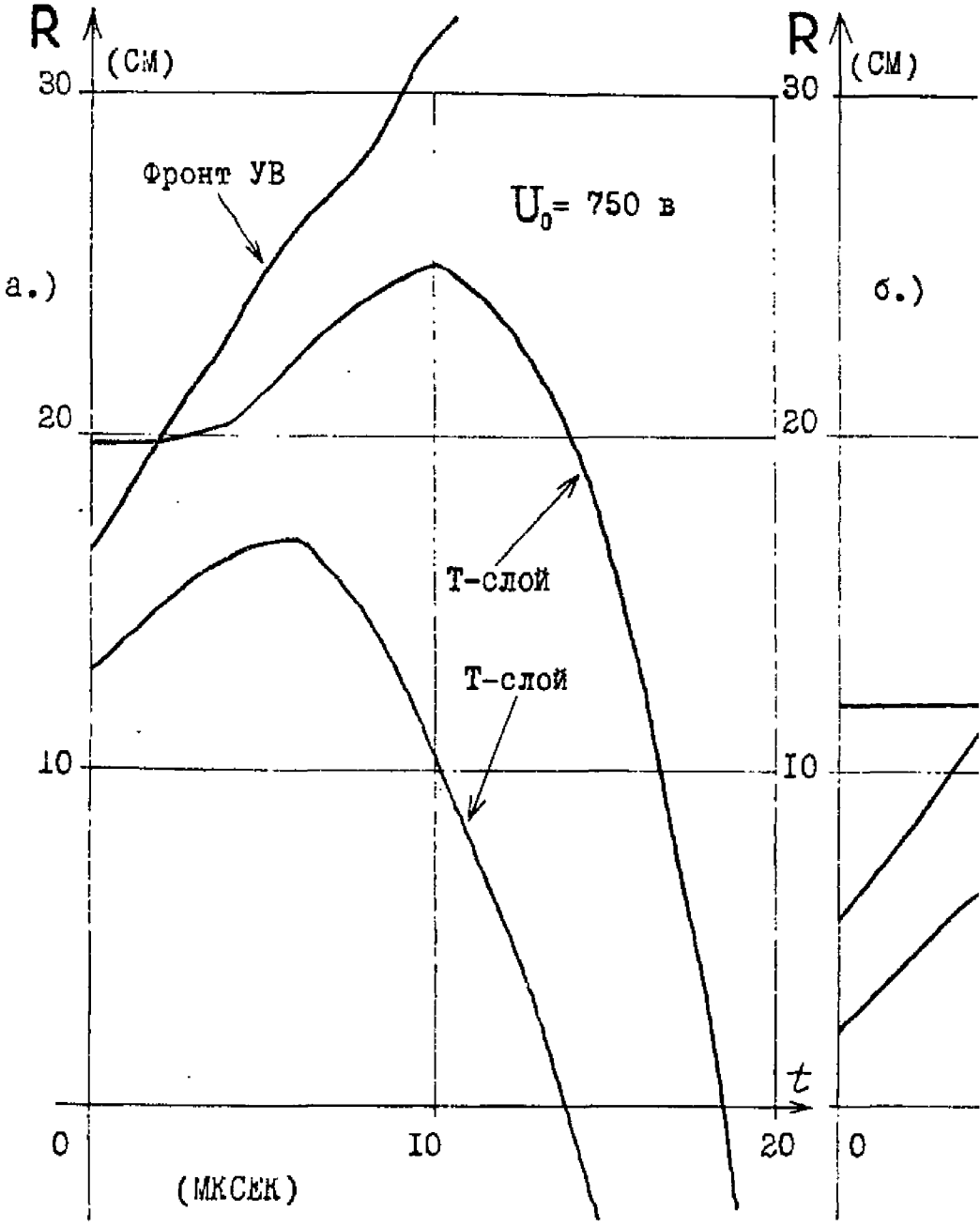
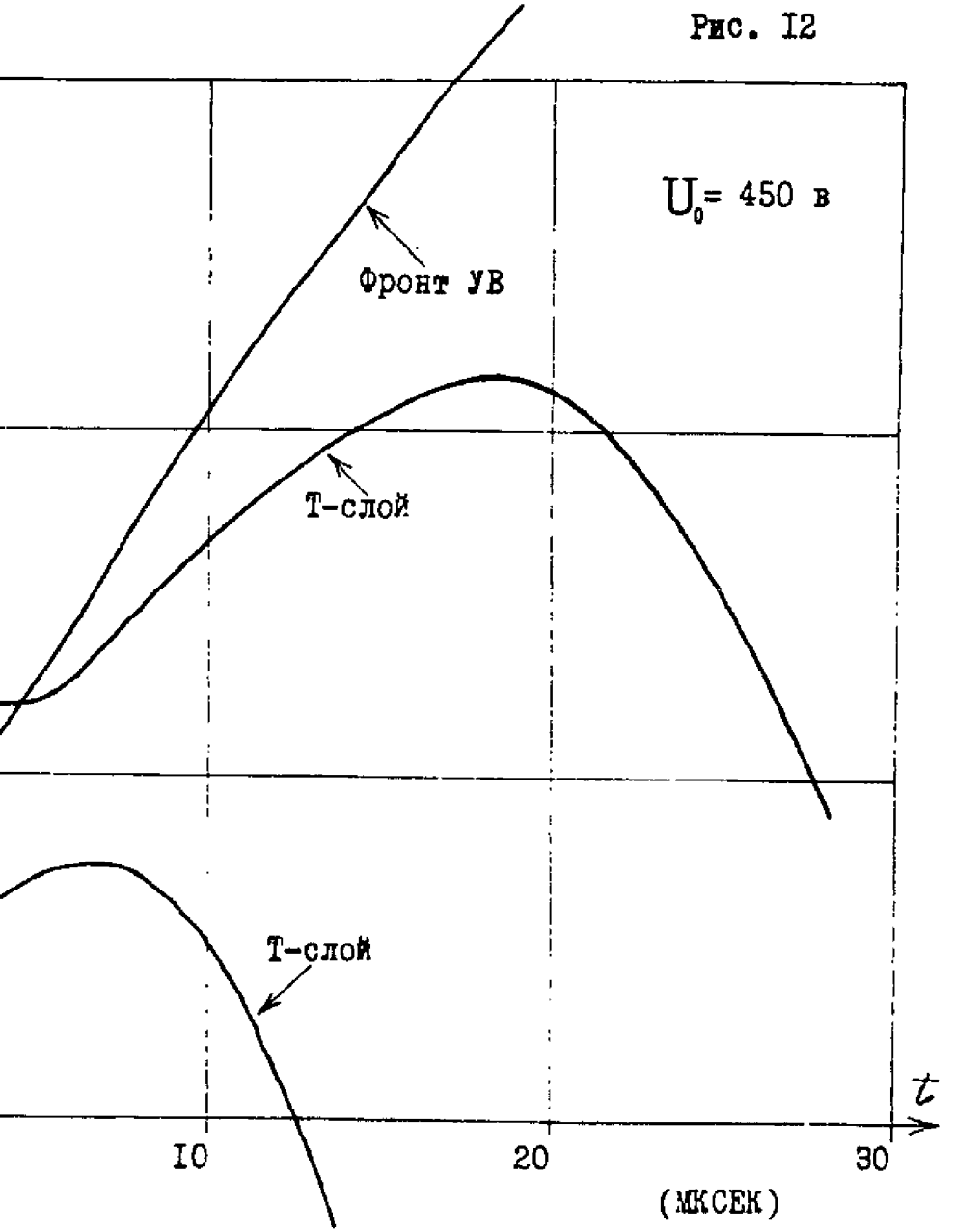

R
(СМ)
30
20
10
0
Фронт УВ
U_0= 750 в
а.)
Т-слой
Т-слой
10
20
(МКСЕК)
R
(СМ)
30
20
10
б.)
t
0

Рис. I2



течения принципиально изменяется – слоистая структура исчезает. В этом случае плазменный сгусток тормозится и начинает обратное движение, направо уходит слабая газодинамическая ударная волна, не взаимодействующая с магнитным полем,– Т-слои не возникают.

Итак, условия возникновения слоистой структуры в потоке носят пороговый по напряжению характер. Отметим, что эта важная особенность явления, полученная в расчете и характерная для Т-слоя, полностью согласуется с результатами эксперимента, причем значения порогового напряжения U_* в расчете и эксперименте близки.

Анализируя результаты сопоставления эксперимента и расчетов, можно сделать вывод, что единственным существенным различием между ними является количество слоев и связанные с этим факторы: частота их образования и расстояние между ними. Возможная причина этого обсуждается в § 6.

В остальном эксперимент и расчет одномерной модели явления хорошо согласуются как в качественном, так и в количественном отношении.

§ 5. Влияние некоторых параметров.

I. Влияние начальных неоднородностей плазменного сгустка.

Первоначально делались попытки объяснить слоистую структуру потока в эксперименте [13] как развитие начальных неоднородностей, всегда присутствующих в исходном плазменном сгустке. Для проверки указанной возможности был проведен следующий численный эксперимент. В начальный профиль температуры – за фронтом волны были внесены возмущения, величина которых составляла 5% от самого значения температуры (рис.13а). Расчет показал, что первый Т-слой возникает на возмущении, расположенном ближе всего к фронту волны, а затем расширяясь захватывает и ту массу, где он образуется в соответствующем варианте без начальных возмущений.

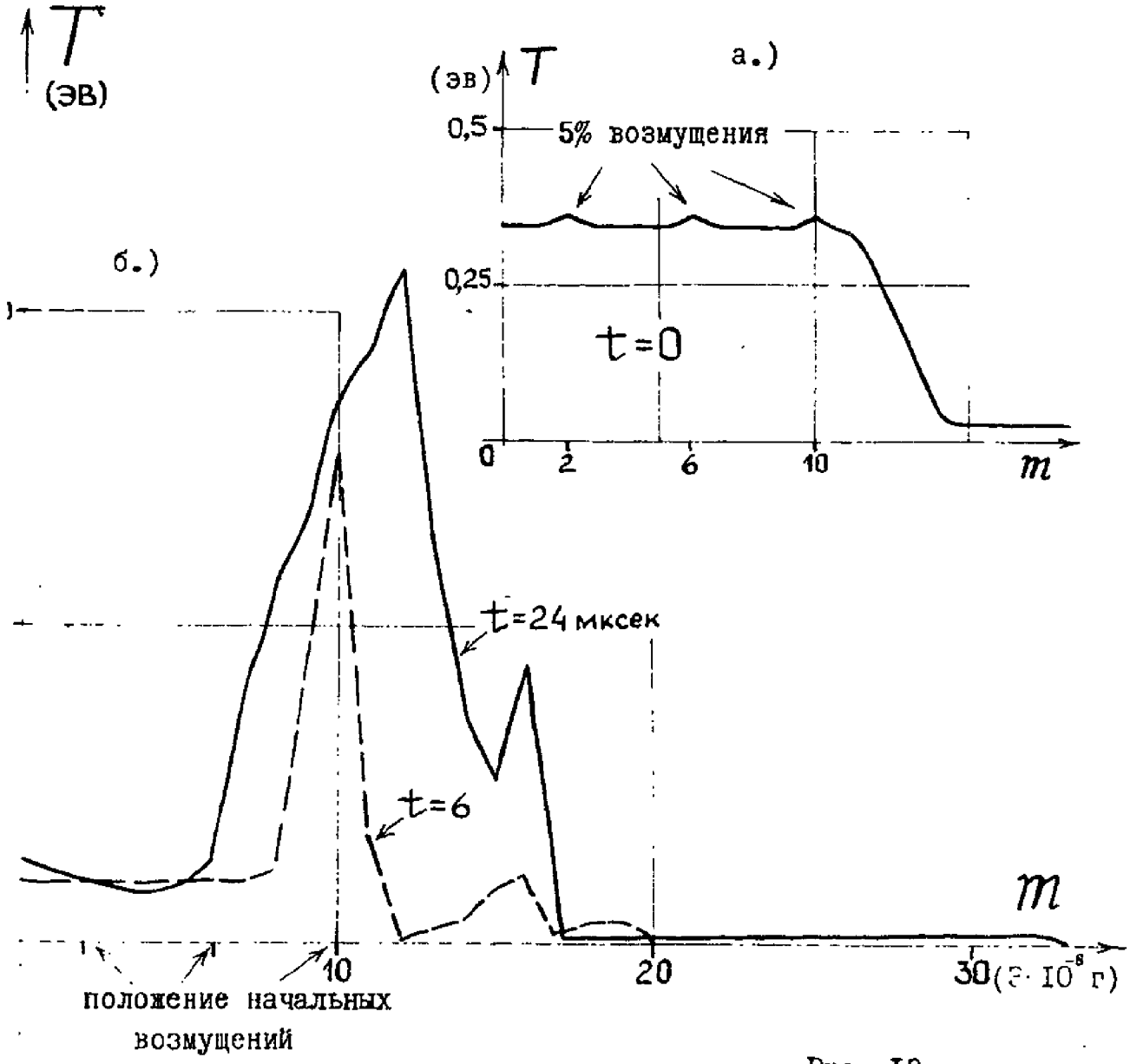

T
(эв)
а.)
(эв) T
0,5
5% возмущения
0,25
t=0
0
2
6
10
m
б.)
t=24 мксек
t=6
m
10
20
30 (3·10⁻⁸ г)
положение начальных
возмущений

Рис. 13

Все характерные элементы динамики процесса, описанные в § 4, присутствуют и в этом расчете, в том числе наблюдается и образование вторичного Т-слоя.

Остальные начальные возмущения не развиваются, ибо образовавшийся первый, а затем и второй Т-слои "экранируют" от них магнитное поле.

Таким образом модуляция начальной температуры в плазменном сгустке с амплитудой 5% и ниже не может явиться причиной возникновения "полосатого" течения в рельсотроне в условиях обсуждаемого эксперимента [13,20].

II. Влияние начальной скорости сгустка.

На рис.14 приведены некоторые результаты расчета процесса торможения плазменного сгустка в канале рельсотрона при начальной скорости газа в сгустке равной 20 км/сек. Напомним, что в вариантах расчетов, описанных в § 4 эта скорость составляла 10 км/сек, что соответствует экспериментальным цифрам, приведенным в [13]. Начальное напряжение на батарее U_0 = 750в.

В этом расчете образование Т-слоев не наблюдалось.

На начальном этапе пока магнитное поле невелико ударная волна быстро продвигается без заметных искажений параметров за ее фронтом. Затем, когда полный ток в цепи рельсотрона достигает заметной величины, происходит явление, подобное т.н. удару ударной волны о "магнитную стенку" [7,8]. В результате произошедшего распада разрыва вперед выходит преломленная ударная волна, которая, однако, в нашем случае настолько слаба, что уже не взаимодействует с магнитным полем. Образующийся сгусток сравнительно горячей плазмы (траектория его правой границы M_T указана на рис.14б), выталкиваемый магнитным давлением, движется налево,

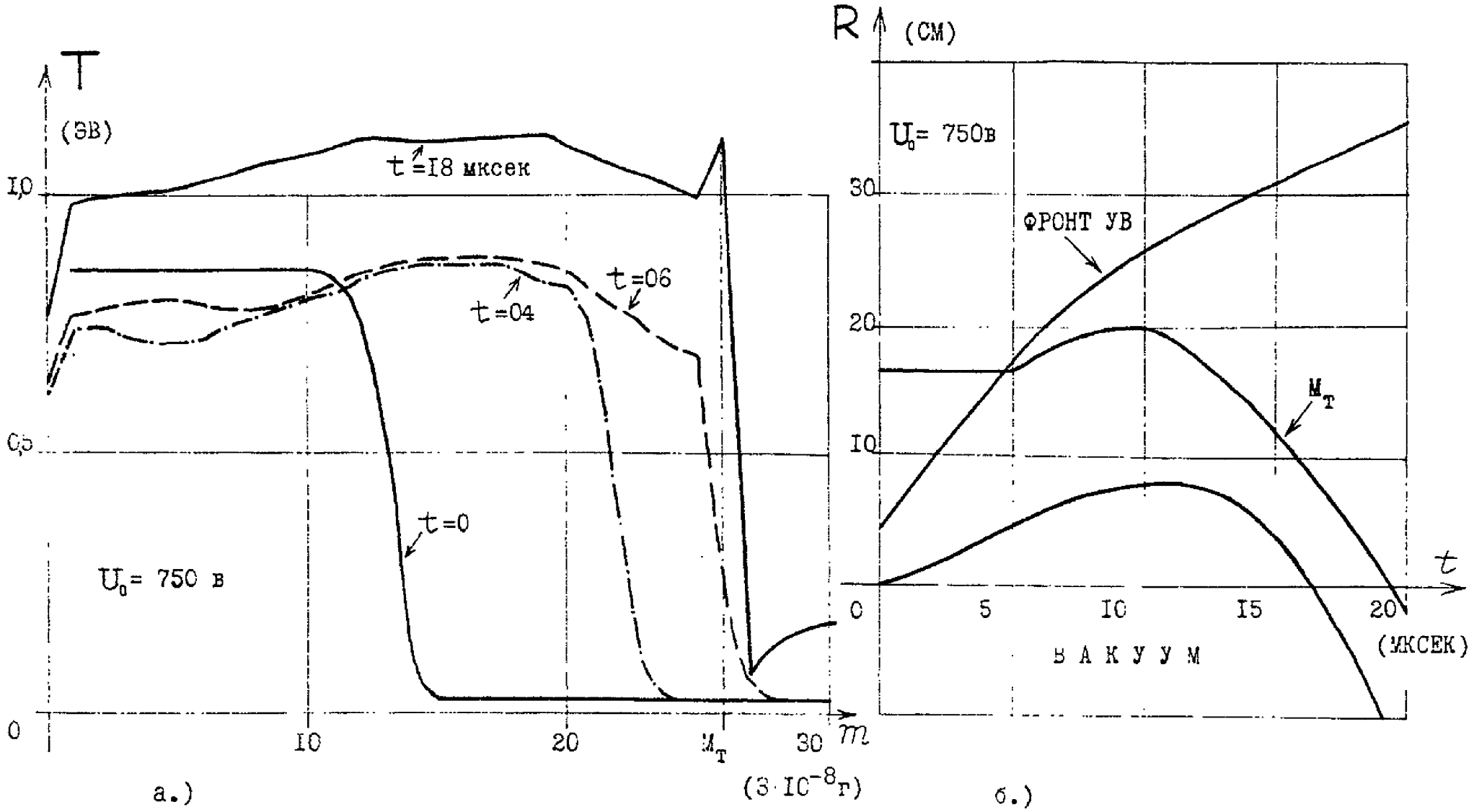

T
(эв)
I,0
0,5
0
t =I8 мксек
t =06
t =04
t =0
U_0= 750 в
10
20
M_T
30
m
(3·10^{-8}г)
а.)
R
(см)
U_0= 750в
30
20
10
ФРОНТ УВ
M_T
t
0
5
10
15
20
(мксек)
В А К У У М
б.)

Рис. I4

Качественно эта картина похожа на процесс, происходящий, когда начальное напряжение U_0 ниже критического U_*. Такой результат легко объясним, поскольку в обоих случаях не выполнены условия возникновения Т-слоя в силу малости параметра гидромагнитного взаимодействия. Это параметр, зависящий от отношения магнитного и газокинетического давлений, в соответствии с критерием образования Т-слоя должен быть порядка единицы и более. В нашем случае при малых напряжениях на батарее этот параметр мал из-за слабого магнитного поля, при больших скоростях сгустка эта величина мала из-за высокого давления за фронтом исходной ударной волны.

§ 6. Учет конечности электродов

Выше отмечалось, что основное различие между расчетом и экспериментом состоит в количестве наблюдаемых слоев,- в вариантах, описанных в § 4 их два, в соответствующих экспериментах - 6÷10. Важно заметить, что в эксперименте в межрельсовом пространстве одновременно находится не более одного-двух слоев. Можно предположить, что ограниченность электродов в продольном направлении является фактором, способствующем множественному рождению Т-слоев. Другими словами, когда Т-слой выходит из рельсотрона, ток "организует" новый канал для протекания в виде очередного рождающегося Т-слоя.

Указанный эффект носит двумерный характер и в рамках рассматриваемой одномерной модели, где электроды предполагаются бесконечно протяженными плоскостями, не может быть описан строго. Однако, можно предложить некоторый эффективный способ учета этого эффекта, не нарушающий одномерности. В формулу (3.9), определяющую электропроводность плазмы, введем множитель, который зависит от пространственной координаты:

$$\sigma(\rho, T, x) = \sigma(\rho, T) \cdot f(x) \qquad (3.9')$$

$$f = \begin{cases} 0, & x \leqslant x_1 \\ \left(\dfrac{x - x_1}{x_2 - x_1}\right)^{\alpha}, & x_1 < x < x_2 \\ 1, & x \geqslant x_2 \end{cases}$$

Здесь α – параметр, x_2 – координата начала электродов, при $x \geqslant x_2$ проводимость вычисляетоя по обычной формуле (3.9) в промежутке $\Delta = x_2 - x_1$ электропроводность опадает до нуля, чем имитируется краевой эффект выхода Т-слоя из межэлектродного пространства и "обрыв" тока через него.

Конечно, описанный способ учета ограниченности длины электродов является достаточно приближенным и не может передать всех деталей. Его задача – определить тенденцию, указать принципиальный характер влияния краевого эффекта.

На рис.15÷17 представлены результаты расчета для параметров Δ =2,5 см, α =2. Остальные параметры те же, что и в расчете, подробно описанном в § 4 для U_0=750 в.

На рис.15 даны профили температуры по массовой координате на последовательные моменты времени. Начало процесоа аналогично случаю бесконечных электродов (см.рис.8). Здесь также последовательно образуются два Т-слоя. Второй Т-слой в этом случае развивается более интенсивно, ибо сюда устремляется большая часть электрического тока, когда первый Т-слой попадает в зону "выхода" Δ. Вследствие этого ударная волна, рожденная при образовании второго Т-слоя имеет большую интенсивность. В некоторый момент времени за ее фронтом возникает третий Т-слой. Механизм его образования точно такой же, что и у предыдущих слоев. Распределение параметров в потоке на момент времени II мксек дано на рис.16.

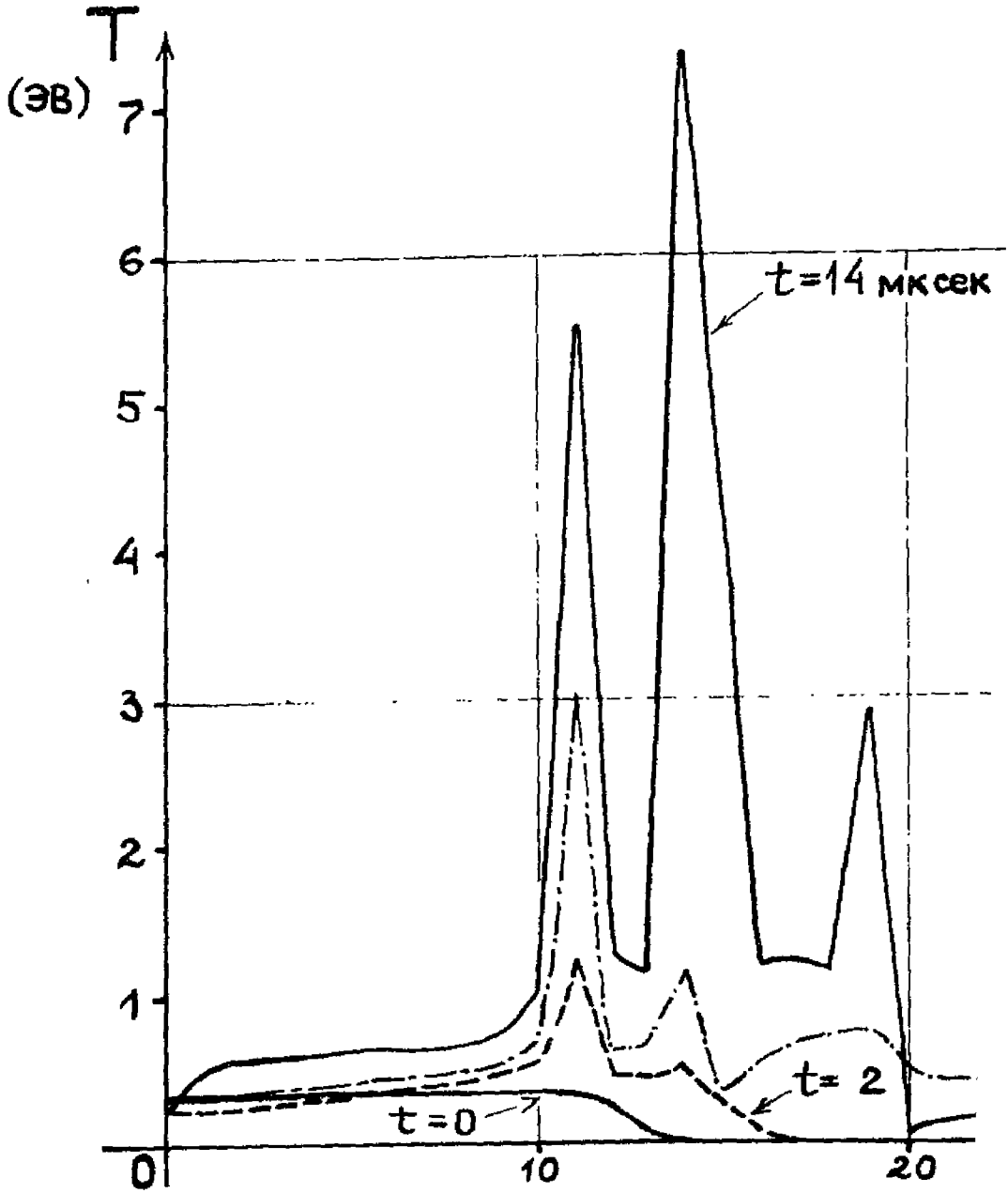
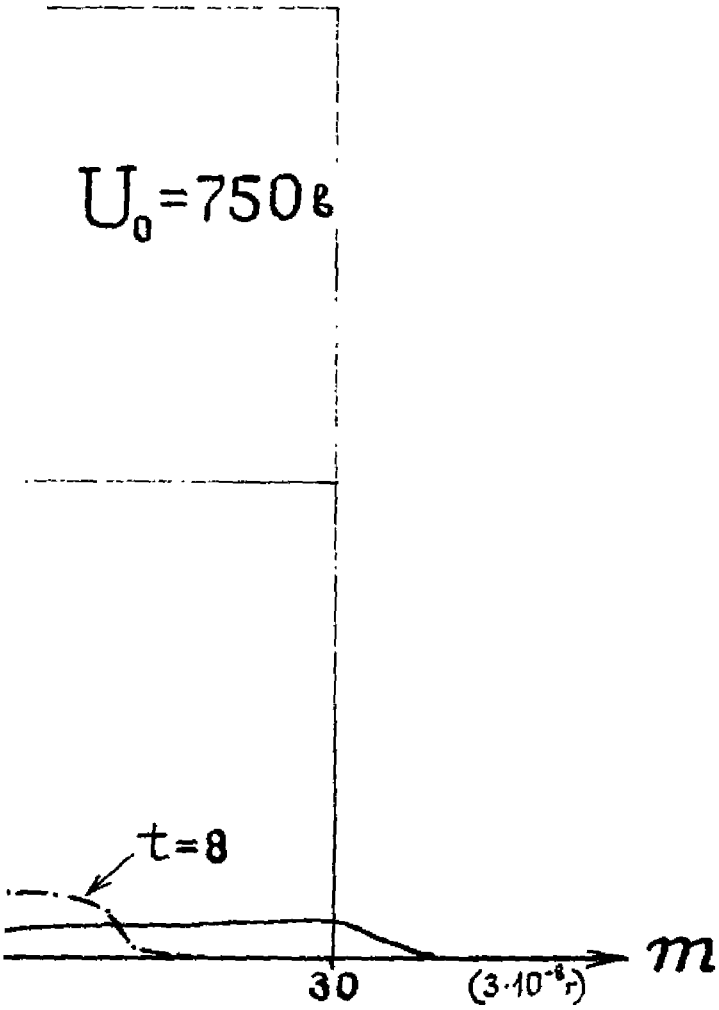

T
(эв)
7
6
5
4
3
2
1
0
10
20
t=14 мксек
t= 2
t=0

Рис. I5



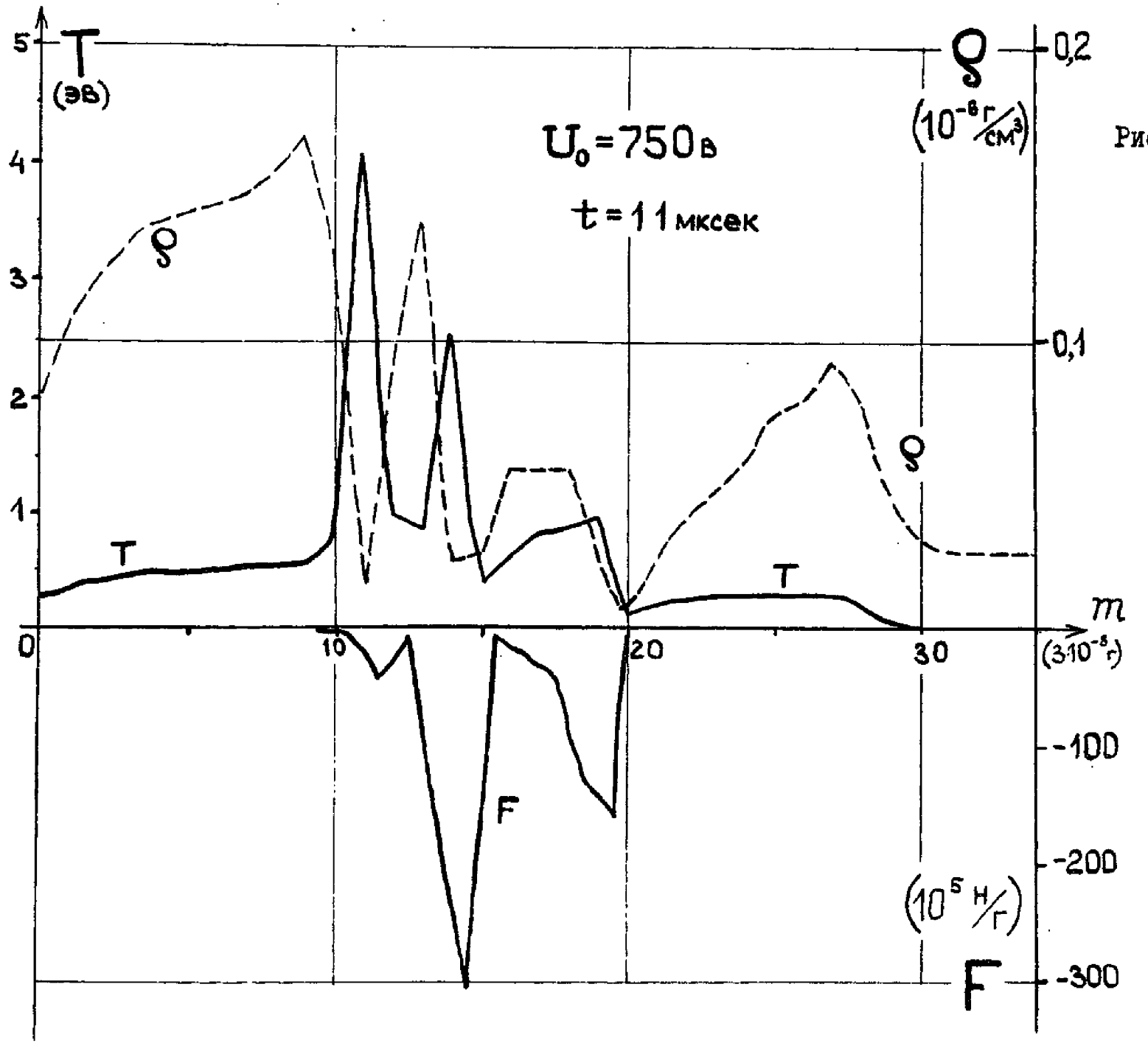

T
(эв)
5
4
3
2
1
0
10
20
30
m
(3·10⁻⁵г)
ρ
(10⁻⁶г/см³)
0,2
0,1
-100
-200
-300
(10⁵ н/г)
F
U₀=750в
t=11 мксек
ρ
ρ
T
T
F

Рис. I6

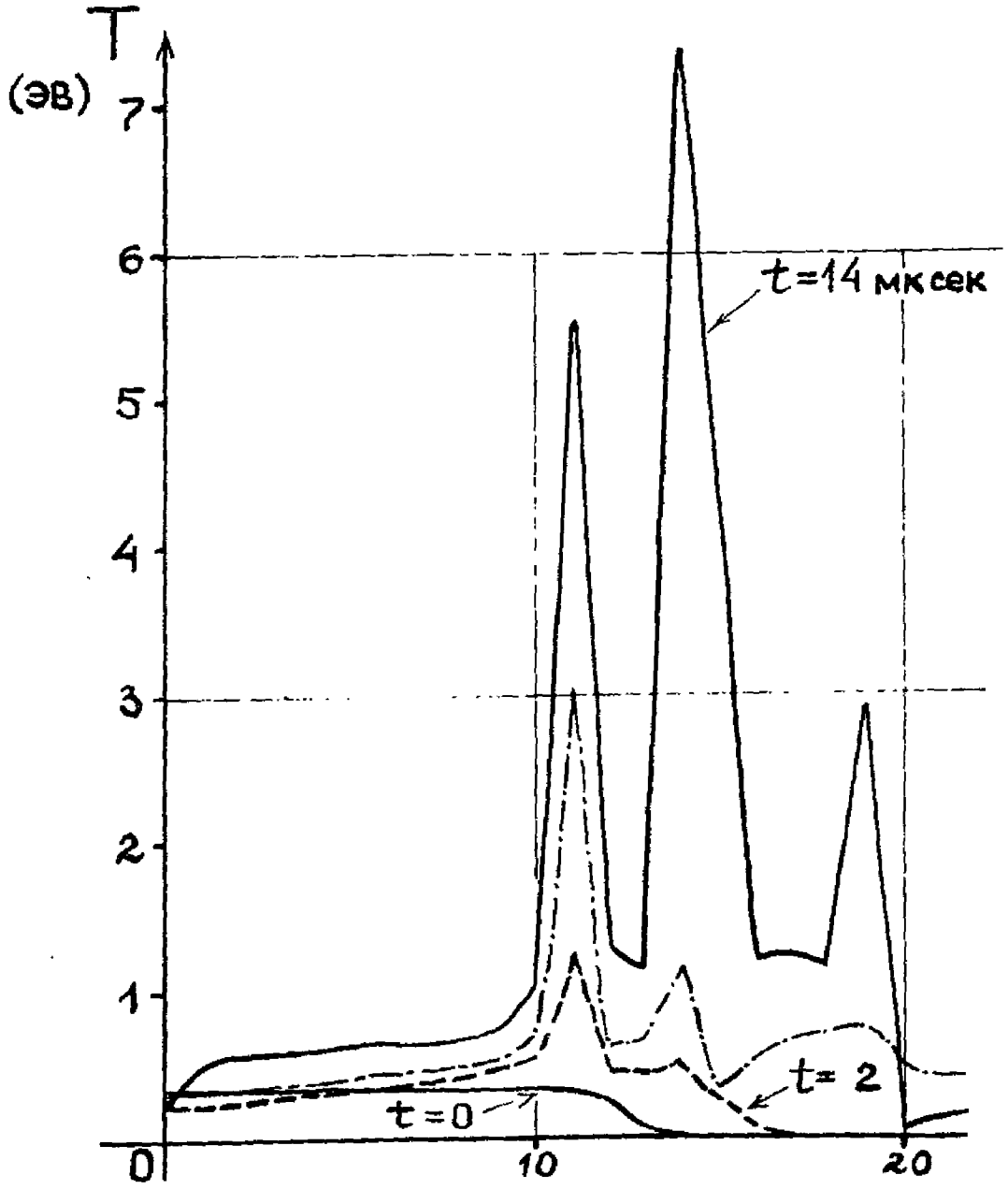
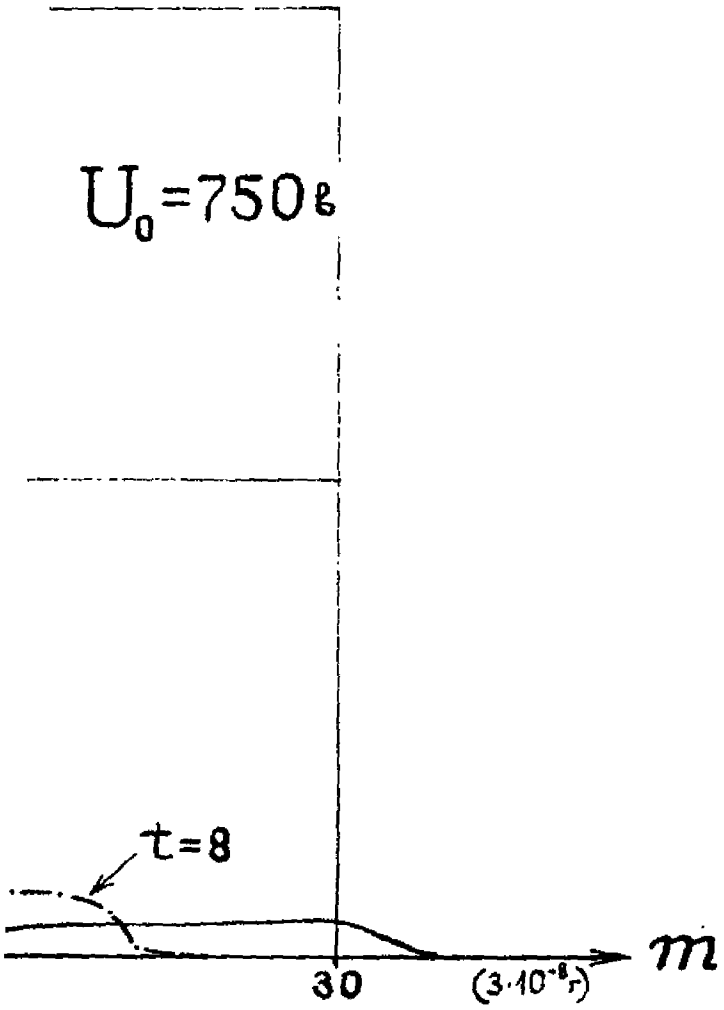

T
(эв)
7
6
5
4
3
2
1
0
10
20
t=14 мксек
t= 2
t=0

Рис. I5



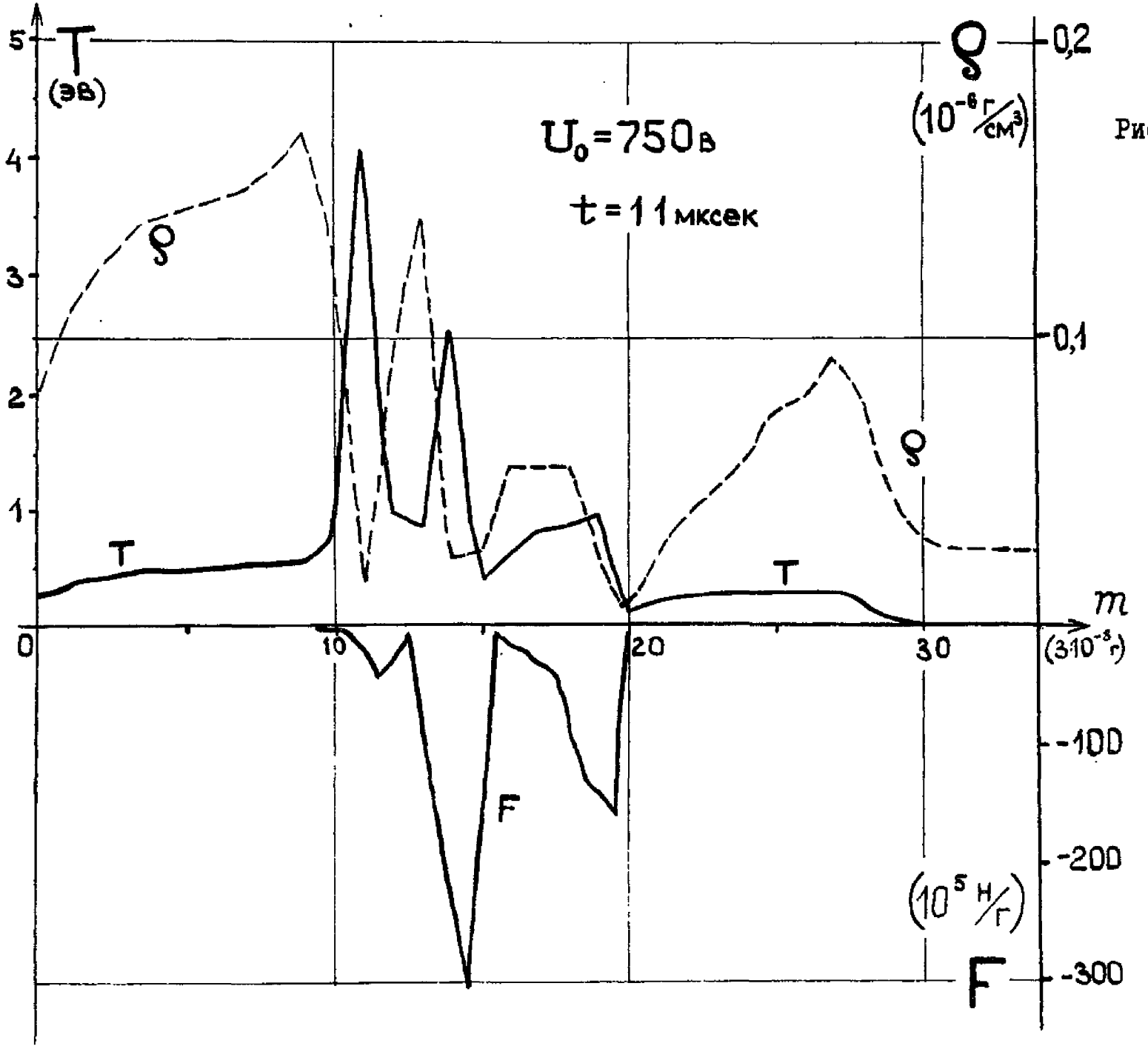

T
(эв)
5
4
3
2
1
0
10
20
30
m
(3·10⁻⁵г)
ρ
(10⁻⁶г/см³)
0,2
0,1
U₀=750в
t=11 мксек
ρ
ρ
T
T
F
F
(10⁵ н/г)
-100
-200
-300

Рис. I6

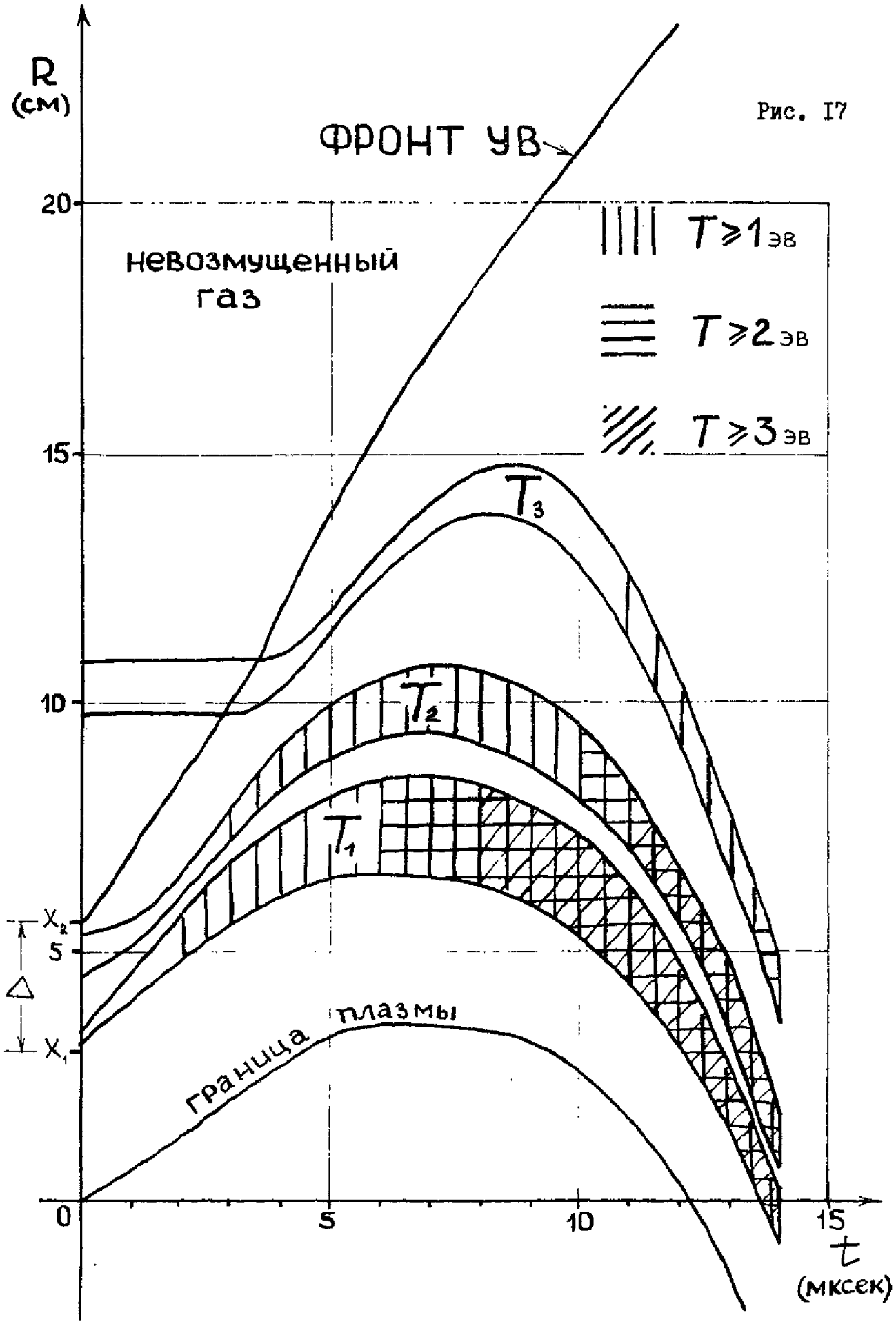
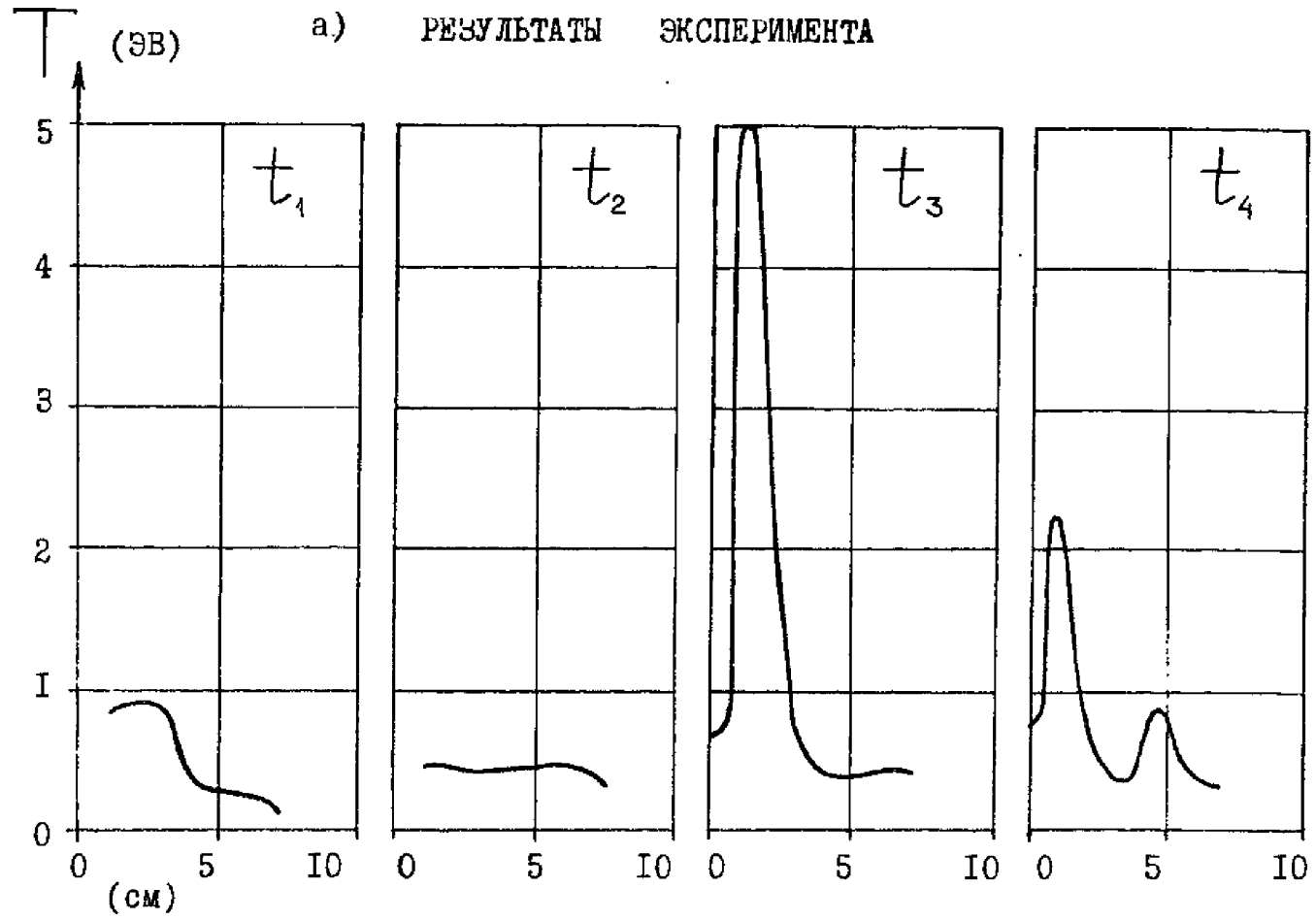

R
(см)
ФРОНТ УВ
невозмущенный
газ
T≥1 эв
T≥2 эв
T≥3 эв
T3
T2
T1
граница плазмы
X2
X1
Δ
20
15
10
5
0
5
10
15
t
(мксек)

Рис. I7


T (ЭВ)
а) РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА
t_1
t_2
t_3
t_4
5
4
3
2
I
0
0
5
I0
(см)

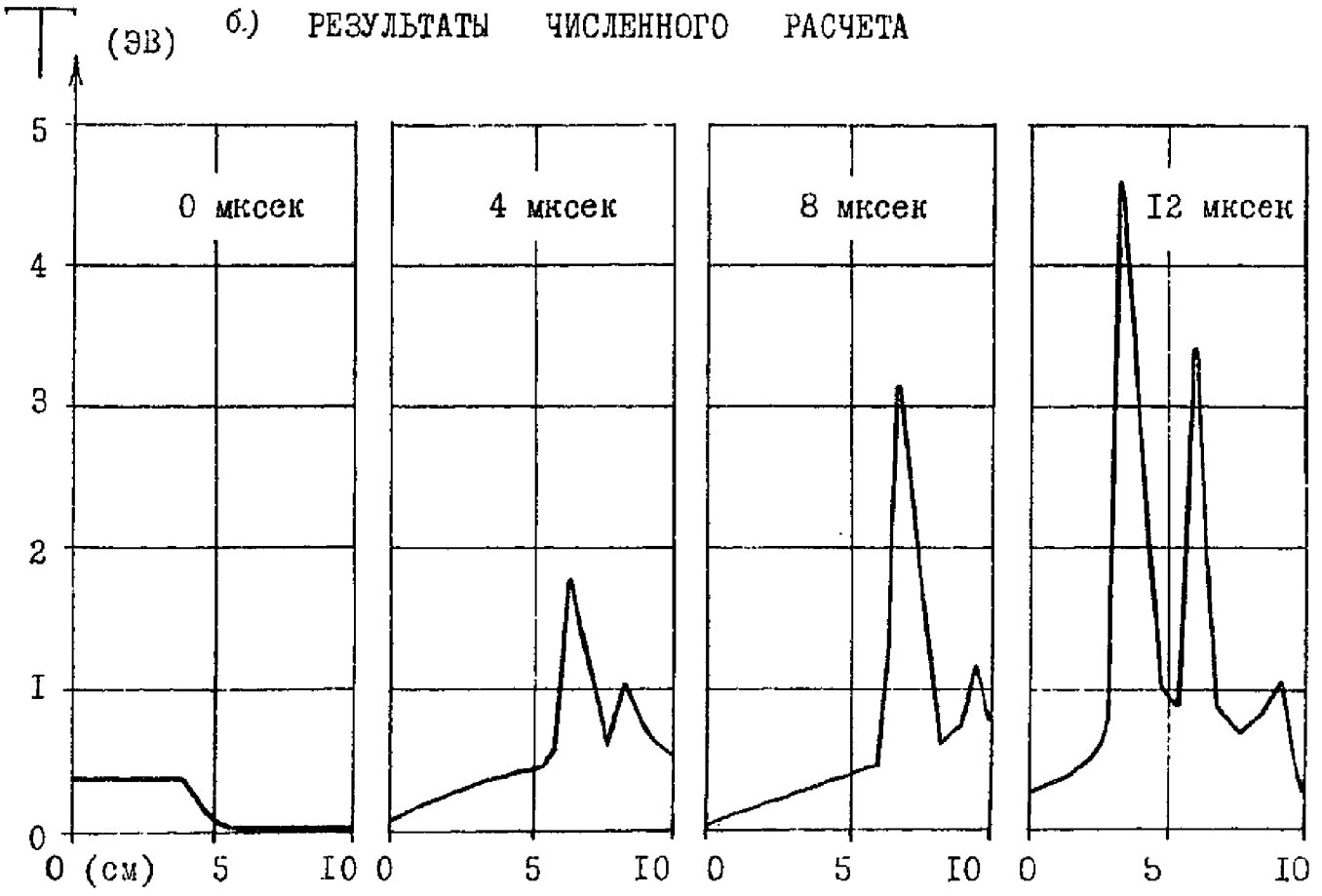

T (ЭВ)
б.) РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА
0 мксек
4 мксек
8 мксек
I2 мксек
5
4
3
2
I
0
0 (см)
5
I0

Рис. I8

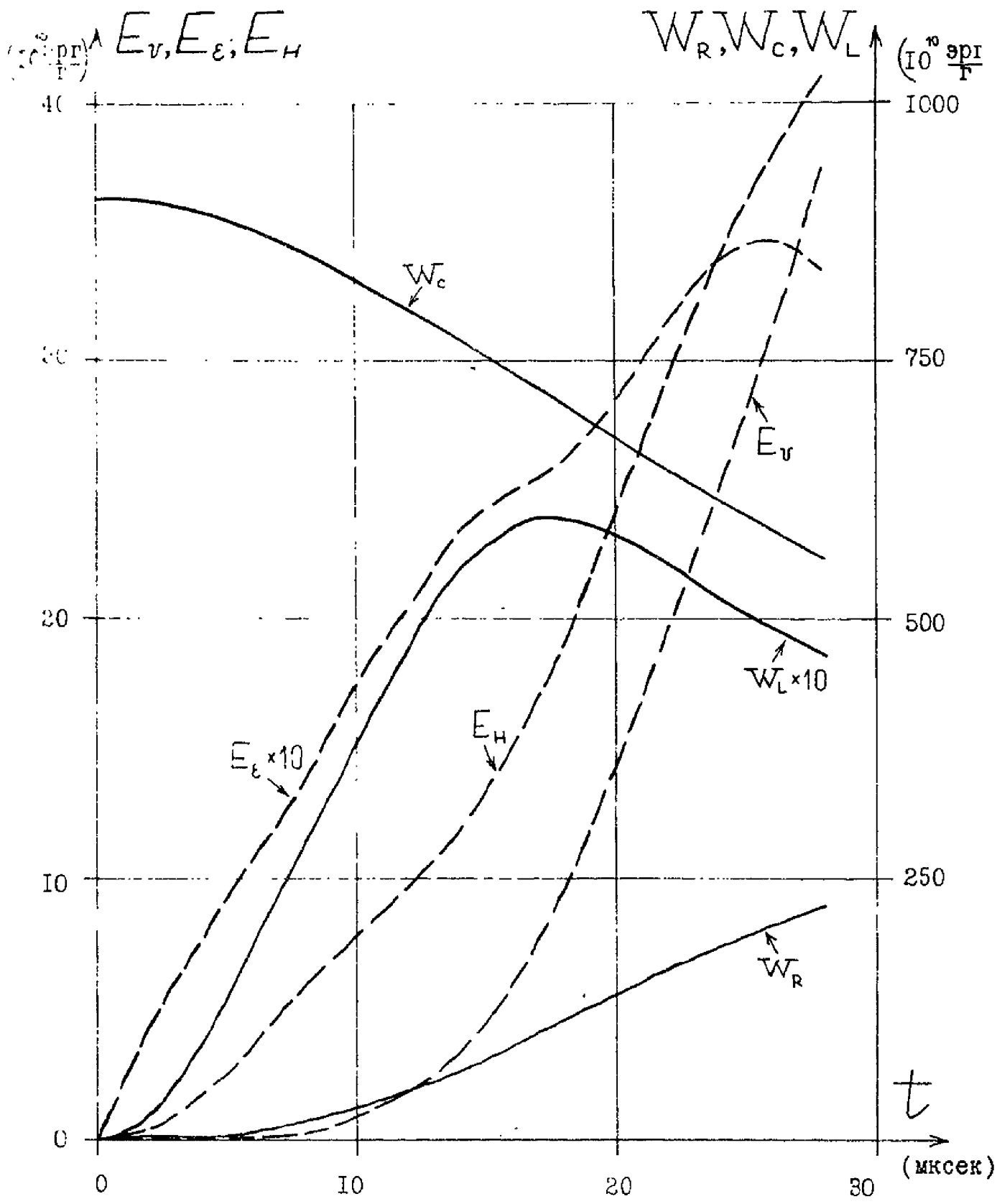

E_v, E_ε, E_H
W_R, W_C, W_L
$(10^{10}\ \frac{эрг}{г})$
40
30
20
10
0
1000
750
500
250
W_c
E_v
$W_L \times 10$
E_H
$E_\varepsilon \times 10$
W_R
t
0
10
20
30
(мксек)

Рис. 19

Рис.17 представляет траектории Т-слоев и фронта ударной волны на плоскости (x, t).

Полученный результат позволяет сделать вывод о том, что выход Т-слоев из рельсотрона способствует зарождению в межэлектродном пространстве новых Т-слоев.

На рис.18 приведено сравнение профилей температуры по пространству на некоторые последовательные моменты времени, зарегистрированных в эксперименте [13] (рис.18а), и графиков из расчета (рис.18б). Следует отметить соответствие этих результатов по абсолютным значениям температуры, ширине "пиков" и т.д.

На рис.19 представлен ход во времени различных энергетических характеристик процесса, полученный при расчете варианта, который подробно описан в § 4 (рис.4-11). Видно, что при разрядке батареи конденсаторов, его энергия $W_C = 0{,}5 C_0 U^2(t)$ уменьшается, причем значительная ее часть (к моменту времени t =25 мксек приблизительно две трети) выделяется в виде джоулева тепла на сопротивлении R_0 во внешней цепи $W_R = \int_0^t R_0 J^2(t) dt$. Остальная энергия частично запасается во внешней индуктивности $W_L = 0{,}5 L_0 J^2(t)$, частично поступает в плазму.

Распределение энергии в плазме по видам также дано на рис.19 (пунктирные линии): $E_v = \int_0^M \frac{v^2}{2} dm$ - кинетическая, $E_\varepsilon = \int_0^M \varepsilon dm$ - тепловая и $E_H = \int_0^M \frac{H^2}{8\pi\rho} dm$ - магнитная энергия. На начальной стадии происходит в основном прогрев газа ; в дальнейшем по мере разгона плазмы под действием электромагнитных сил кинетическая энергия возрастает. Растет также и магнитная энергия, причем, когда максимум тока уже пройден, она увеличивается за счет увеличения объема, занятого газом.

Заключение

В [13, 20] изложены результаты экспериментального исследования процесса торможения плазменного сгустка в магнитном поле рельсотрона. При определенных условиях зарегистрировано появление в потоке сложной слоистой структуры, связанной с возникновением в плазме чередующихся зон высокой (2–5 эв) и низкой (0,2–0,5 эв) температуры.

В настоящей работе проведены расчеты этого явления в рамках одномерной нестационарной магнитогидродинамической модели. На стадии нарастания полного тока в рельсотроне отмечено появление серии последовательно образующихся Т-слоев, приводящих к расслоению плазменного потока за фронтом ударной волны на горячие зоны, разделение промежутками холодного газа. При этом ток, текущий по плазме, распадается на ряд токовых каналов, совпадающих с Т-слоями.

Важно подчеркнуть, что условия возникновения слоистой структуры в потоке носят пороговый характер по начальному напряжению на емкости в цепи рельсотрона. Величина критического напряжения в расчете близка к экспериментальному значению.

Процесс образования Т-слоев критичен также и к интенсивности исходной ударной волны, входящей в межрельсовое пространство. Как показывают расчеты, "полосатая" структура потока исчезает не только в слабых ударных волнах, за фронтом которых газ не ионизован и потому неэлектропроводен, но и в слишком сильных волнах, где из-за большого давления не выполнены условия возникновения Т-слоев.

Сравнение результатов экспериментов и расчетов показывает их хорошее согласие. Расчеты позволяют объяснить и предсказать различные тонкие детали явления, которые можно наблюдать экспериментально.

Использованная в расчетах модель явления не учитывает ряд особенностей эксперимента (двумерные эффекты, вызванные ограниченностью электродов, электрический пробой, неравновесность процесса и т.д.). Замечательно, однако, что в рамках такой сравнительно простой модели удалось воспроизвести и объяснить достаточно сложную картину динамики взаимодействия плазменного сгустка с магнитным полем и, в частности, образование страт. Учет указанных выше факторов может уточнить некоторые элементы, но принципиальные моменты содержатся в нашей модели.

В одномерной модели, где электроды предполагаются бесконечно протяженными плоскостями, наблюдается образование двух Т-слоев. Это соответствует количеству слоев, одновременно наблюдаемых в эксперименте в канале рельсотрона. Выход Т-слоя из рельсотрона и "обрыв" тока через него стимулирует образование новых Т-слоев. Это подтверждают варианты расчетов, где эффективно учтена конечность электродов.

Представляется интересным также подобрать такой режим изменения со временем полного тока в рельсотроне, при котором множественное рождение слоев будет возможно и в рамках строго одномерной постановки задачи.

Отметим, что выход Т-слоя из межрельсового пространства вызывает изменение электротехнических свойств плазмы, и тем самым порождает изменение электрического напряжения между электродами. Подобные перенапряжения, способствуя процессу электрического пробоя, также могут стимулировать повторное рождение Т-слоев.

Сопоставление экспериментальных результатов и расчетов дает основание утверждать, что в [13,20] экспериментально зарегистрировано явление Т-слоя, открытое ранее теоретически [1÷9]. Подтвержден также экспериментально механизм последовательного рождения Т-слоев.

Следует отметить, что первая попытка с целью проверки сделанных ранее теоретических предсказаний и обнаружения эффекта Т-слоя в эксперименте была проведена в работе [28]. Однако, убедительного подтверждения существования Т-слоя в этой работе получено не было. Экспериментальному обнаружению явления Т-слоя посвящена также работа [29], выполненная независимо от работ [13,20]. Автомодельные и стационарные решения для исследования Т-слоя и перегревной неустойчивости использовались в работах [3,4,23÷27,31,32]. Объяснения ряда экспериментальных фактов с точки зрения явления Т-слоя давались в работах [1,10÷12, 15,21,22,30]. Авторы считают, что подтверждение существования явления Т-слоя возможно лишь при качественном и количественном сопоставлении результатов эксперимента и результатов численных экспериментов на ЭВМ с его теоретической моделью. Такая попытка и предпринята в настоящей работе.

Результаты настоящей работы следует рассматривать не только как расчет и объяснение конкретного эксперимента.

Плазма, взаимодействующая с электромагнитным полем, весьма сложный для теоретического исследования объект. Ее поведение описывается системой нелинейных уравнений, анализ которых возможен лишь с помощью численных методов при использовании ЭВМ. Эта нелинейность может порождать при некоторых условиях различные эффекты и явления, не имеющие аналога в линейных системах. Иллюстрацией тому служит эффект Т-слоя, явление существенно нелинейное.

Другое необычное свойство плазмы - возможность образования в ней структур [16÷19]. В настоящей работе такой структурой является квазипериодическая система Т-слоев. Важно отметить, что причиной ее возникновения не являются какие-либо специальные граничные режимы (например, периодически изменяющиеся во времени). В нашем случае краевые условия (3.11)-(3.13) не зависят от времени,

а полный ток $J(t)$ в (3.14) на рассматриваемом промежутке времени есть монотонно нарастающая функция времени. Так не менее существующие в плазме внутренние процессы нелинейного характера обуславливают появление в пространстве некоторых регулярных образований, приводящих к своеобразному "квантованию" среды.

Возникновение в плазме неоднородной структуры (например, системы Т-слоев) может привести к существенному изменению ее свойств, таких как эффективная электропроводность, теплопроводность, излучательные характеристики и т.д. [16÷19]. Это в свою очередь сильно влияет на характер взаимодействия плазмы с электромагнитным полем и должно учитываться в соответствующих прикладных задачах.

Все это делает нелинейные эффекты в плазме, взаимодействующей о магнитным полем, актуальным направлением исследований.

I А.Н.Тихонов, А.А.Самарский, Л.А.Заклязьминский, П.П.Волосевич. Д.А.Гольдина, Л.М.Дегтярев, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, В.Н.Равинская, В.С.Соколов, А.П.Фаворский. Эффект Т-слоя в магнитной гидродинамике. Москва, ИПМ АН СССР, 1969 . (стр.I+182)

2 А.Н.Тихонов, А.А.Самарский, Л.А.Заклязьминский, П.П.Волосевич, Л.М.Дегтярев, С.И.Курдюмов, Ю.П.Попов, В.С.Соколов, А.П.Фаворский. Нелинейный эффект образования самоподдерживающегося высокотемпературного электропроводного слоя газа в нестационарных процессах магнитной гидродинамики. ДАН, 1967, 173, № 4.

3 П.П.Волосевич, В.С.Соколов. Автомодельная задача о разлете электропроводного газа в среду с заданным левым магнитным полем. Магнитная гидродинамика. 1967г, I, (стр.43-46)

4 П.П.Волосевич, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, А.А.Самарский. Автомодельная задача о сильноточном разряде в плазме. Ж.выч. матем. и мат.физ. 1970г., 10, № 6, 1447.

5 П.П.Волосевич, Л.М.Дегтярев, Л.А.Заклязьминский, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, А.А.Самарский, В.С.Соколов, А.Н.Тихонов, А.П.Фаворский. Эффект Т-слоя в магнитной гидродинамике. Сборник докладов на IX Международной Конференции по явлениям в ионизированных газах. 1969г. Бухарест стр.394

6 А.А.Самарский, П.П.Волосевич,С.П.Курдюмов. Численные методы решения одномерных нестационарных задач магнитной гидродинамики. Москва, ИПМ АН СССР 1967, стр.60-69.

7 П.И.Волосевич, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов. Взаимодействие ударной волны с магнитным полем в среде с конечной проводимостью Изв.АН СССР, МЖГ, 1968г, № I.

8 П.П.Волосевич, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов. Влияние конечной проводимости среды на взаимодействие ударной волны с магнитным полем. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968г. № 4.

9 Л.М.Дегтярев, Л.А.Заклязьминский, С.П.Курдюмов, А.А.Самарский, В.С.Соколов, А.П.Фаворский. Развитие конечных локальных возмущений электропроводности в потоке слабопроводящего газа в присутствии магнитного поля. ТВТ. т.7, № 3, 1969, Москва.

10 С.А.Беляев, Д.А.Гольдина, Л.В.Лесков, Ю.Н.Куликов, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, В.В.Савичев, А.А.Самарский, С.С.Филипов. Расчет нестационарного ускорения плазмы в одномерном МГД приближении. Часть I. Нелинейный механизм последовательного образования Т-слоев в движущейся среде. Москва,препринт ИПМ АН СССР, 1969г, (стр.I-55) Депонирован в ВИНИТИ, № 1790-70 ДЕП.

11 С.А.Беляев, Г.В.Данилова. Л.В.Лесков, Ю.Н.Куликов, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, В.В.Савичев, А.А.Самарский, С.С.Филипов, Л.С.Царева. Расчет нестационарного ускорения плазмы в одномерном МГД приближении. Часть II. Расчет ускорения плазмы с учетом излучения в рамках нестационарной МГД -модели. Москва. Препринт ИПМ АН СССР № 36, 1970. стр.I-47.

12 А.А.Самарский, С.П.Курдюмов, Ю.Н.Куликов, Л.В.Лесков, Ю.П.Попов, В.В.Савичев, С.С.Филиппов. Магнитогидродинамическая модель нестационарного ускорения плазмы. ДАН, СССР, 1972, т.206, № 2 (стр.307-310).

13 А.К.Захаров, В.В.Клавдиев, В.Д.Письменный, Л.Ротхарт, В.Б.Саенко, А.Н.Старостин, Г.Ян. Экспериментальное наблюдение Т-слоев в движущейся плазме, взаимодействующей с магнитным полем. ДАН СССР, 1973, (в печати)

I4 Н.Н.Калиткин, Л.В.Кузьмина, В.С.Рогов. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. Москва, препринт ИПМ АН СССР, 1972. (стр.I-II2)

I5 В.Я.Гольдин, Д.А.Гольдина, Г.В.Данилова, Н.Н.Калиткин, Л.В.Кузьмина, С.П.Курдюмов, А.Ф.Никифоров, Ю.П.Попов, В.С.Рогов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, В.Б.Уваров, Л.С.Царева, Б.Н.Четверушкин. Исследование задач магнитной радиационной газодинамики численными методами на ЭВМ. Москва, Препринт ИПМ АН СССР № 36, 1971.

I6 Ю.П.Попов, А.А.Самарский. Полностью консервативные разностные схемы. ЖВМ МФ, 1969, 9, № 4.

I7 Ю.П.Попов, А.А.Самарский. Полностью консервативные разностные схемы для уравнений магнитной гидродинамики. ЖВМ МФ, 1970, I0, № 4.

I8 А.А.Самарский, П.П.Волосевич, М.И.Волчинская, С.П.Курдюмов Метод конечных разностей для решения одномерных нестационарных задач магнитной газодинамики. ЖВМ и МФ, 1968, 8, № 5.

I9 Ю.П.Попов. Расчет электротехнических цепей в задачах магнитной гидродинамики. ЖВМ и МФ, 1971, II, № 2.

20 A.I.Zakharov, V.V.Klavdiev, V.D.Pismenny, L.Rothardt, V.B.Saenko, A.N.Starostin, G.Jan. The experimental observation of T-layers in a moving plasma interacting with the magnetic field. Physics letters, v. 43A, N2 (26 February 1973).

2I. С.П.Курдюмов. Численный эксперимент в радиационной магнитной гидродинамике. Москва, Препринт ИПМ № 26, 1972 (стр.I-43) (есть английский текст препринта).

22 С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, А.А.Самарский. Нелинейные эффекты образования структур в радиационной магнитной гидродинамике. Сб.Тепло и массоперенос, т.8, стр.II-I9, I972 г. Минск.

23 А.А.Самарский, П.П.Волосевич, Ю.П.Попов. Автомодельные и стациснарные задачи в радиацисной магнитной гидродинамике. Сб.Тепло и массоперенос, т.8, стр.3-I0, I972, Минск.

24 Н.В.Змитренко, С.П.Курдюмов. Автомодельные режимы сжатия плазмы поршнем. Сб.Тепло и массоперенос, т.8, I972г., Минск (стр.432-439)

25 Н.В.Змитренко, С.П.Курдюмов. Автомодельный режим сжатия конечной массы плазмы. Москва, Препринт ИПМ АН СССР, № I6, I973 (стр.I-7I)

26 Н.В.Змитренко, С.П.Курдюмов. Автомодельный режим сжатия конечной массы плазмы в задачах Z и Θ-пинча. (в печати)

27 П.П.Волосевич, В.Я.Гольдин, Н.Н.Калиткин, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, Б.Н.Четверушкин. Некоторые стадии сильноточного разряда в плазме. Москва, Препринт ИПМ АН СССР, № 40, I97I. (стр.I-38)

28 В.А.Деревянко, Л.А.Заклязьминский, Исследование нестационарного взаимодействия сгустка проводящего газа с заданным электрическим контуром. ПМТФ, № 2, I968г.

29 Ю.А.Керкис, В.С.Соколов, Н.А.Трынкина, В.Л.Фомичев, Некоторые результаты экспериментального исследования эффекта токового слоя. ДАН АН СССР т.2II, № I.

30 В.С.Соколов. Перегревная неустойчивость потока электропроводного газа в поперечном магнитном поле при $Re_m \gg 1$ и возможное объяснение природы хромосферных вспышек на Солнце, (в печати).

31 В.Я.Гольдин, Б.Н.Четверушкин. О численном моделировании задач радиационной газовой динамики. Москва, препринт ИПМ АН СССР № 17 за 1973 г.

32 В.А.Дородницын, Ю.П.Попов. О стационарных режимах излучающего сильноточного самосжатого разряда в плазме. ЖВМ МФ, 1973, 13, № 1.

33 Ю.П.Попов. Полностью консервативные разностные схемы и их применение для численного исследования задач магнитной гидродинамики. Диссертация.