



ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

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. Филиппов, Л.С. Царева

РАСЧЕТ
НЕСТАЦИОНАРНОГО УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ
В ОДНОМЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Препринт № 36 за 1970г

Москва

Часть II. РАСЧЁТ УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ С УЧЁТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ
В РАМКАХ ОДНОМЕРНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ МГД-МО-
ДЕЛИ.

АННОТАЦИЯ

В части I настоящей работы выполнены расчёты на ЭВМ движения плазмы в импульсном ускорителе в рамках одномерной нестационарной магнитогидродинамической модели с учётом нелинейного характера электропроводности. Определена структура плазменного образования, показано, что внесённое в непроводящий газ возмущение может расти и развиваться в T-слой.

В части II продолжены исследования процесса нестационарного электродинамического ускорения плазмы при уточнённых физических свойствах среды и с учётом переноса излучения. Уточнение модели, не изменив общей картины явления, привело к снижению температуры T-слоёв, приблизив её значения к наблюдаемым в эксперименте. Исследован баланс энергии в ускорителе и перераспределение во времени отдельных форм энергии: электромагнитной, внутренней, кинетической энергии плазмы и др. Рассчитаны импульс и эффективность процесса ускорения плазмы.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
Введение.....	6
§1. Постановка задачи и метод решения.....	8
§2. Результаты расчетов ускорения плазмы с учётом излучения...	13
Заключение.....	44
Литература.....	46

ВВЕДЕНИЕ

В I части настоящей работы проведены расчёты на ЭВМ ускорения плазмы в рамках одномерной нестационарной магнитогидродинамической модели без учёта процессов теплопереноса [1] .

Определена структура плазменного образования, т.е. распределение плотности, скорости, температуры, магнитного поля вдоль направления движения. Установлено, что внесенное в непроводящий газ температурное возмущение может расти и развиваться в T-слой - высокотемпературное самоподдерживающееся образование, возникновение и развитие которого в плазме обусловлено наличием нелинейных связей между электро- и газодинамическими процессами [2] . Показано, что существуют нелинейные механизмы, обуславливающие при определённых условиях "размножение" T-слоев. В результате в пространстве возникает квазипериодическая структура, состоящая из T-слоев, разделённых промежутками холодного газа.

В данной II части работы исследуется та же одномерная магнитогидродинамическая модель ускорителя, но с учетом процесса переноса излучения, описываемого кинетическим уравнением в однокрупном приближении. Кроме того, для более точного описания физических свойств среды в качестве ускоряемого вещества была взята литиевая плазма, свойства которой достаточно аккуратно описаны в работе [3] . Граничный режим электромагнитного поля определяется из электротехнического уравнения внешней цепи. Расчёты в уточнённом физическом приближении с учётом излучения в однокрупном приближении подтверждают

установленный в I части механизм возникновения и размножения T-слоев. Уточнение модели приводит к снижению почти на порядок максимальной температуры в T-слоях и способствует некоторому их размытию.

Полученные значения температур значительно ближе к экспериментально наблюдаемым. Кроме данных о структуре плазменного образования (плотность, скорость, температура и др.) приводятся данные, характеризующие баланс энергии в каждый момент времени: энергия в конденсаторе и в индуктивности, энергия магнитного поля в ускорителе W_H , внутренняя W_ξ и кинетическая W_k энергии плазмы, энергия, излучаемая из плазмы в вакуум, и др. Рассчитаны количество движения ускоренной плазмы и эффективность преобразования запасенной в конденсаторе энергии в кинетическую.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Как отмечалось во введении, в качестве ускоряемого вещества была взята литиевая плазма, свойства которой достаточно аккуратно описаны в работе [3]. Термодинамические функции и степень ионизации, использовавшиеся в этой работе, определялись из решения системы уравнений Саха. Уравнения состояния записаны для совершенного газа с учётом изменения числа частиц и затрат энергии при ионизации. Коэффициент электропроводности вычислялся по уравнению Больцмана, решаемому приближениями Энскога. При этом сечение рассеяния определялось в борновском приближении при дебаевском потенциале взаимодействия [4, 14].

Длина пробега светового излучения определялась как росселандово среднее для тормозного излучения [5]. Фотоэффект вычислялся в приближении Вайнштейна, а тормозное поглощение в приближении Борна-Эльверта.

Соответствующая система уравнений в лагранжевых координатах в предположении, что физическая вязкость среды равна нулю и масса газа в процессе ускорения не изменяется (т.е. эрозия электродов не учитывается), имеет вид:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial x} \quad , \quad \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mathcal{F} \quad ,$$

$$\mathcal{F} = \eta j \cdot H = - \frac{1}{8\pi} \cdot \frac{\partial H^2}{\partial x} \quad , \quad \frac{\partial z}{\partial t} = v \quad ,$$

$$\frac{\partial (H\eta)}{\partial t} = \frac{\partial E}{\partial x} \quad , \quad j = \frac{1}{4\pi\eta} \cdot \frac{\partial H}{\partial x} \quad , \quad j = \sigma E \quad ,$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\rho \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial x} + Q, \quad Q = \eta E j,$$

$$S = \int_{-1}^1 \mu I d\mu, \quad \frac{h}{2} \frac{dI}{dx} + \alpha I = 2\alpha \sigma_0 T^4,$$

$$\rho = \frac{R}{m} (1 + \alpha) \frac{T}{\eta}, \quad \varepsilon = \frac{RT}{m(\gamma - 1)} (1 + \alpha) + \mathcal{I}_i \alpha.$$

Здесь z -эйлерова координата, t -время, x -лагранжева координата ($dx = \rho dz$), v -скорость, ρ -плотность, P -давление, $\eta = 1/\rho$ -удельный объем, T -температура, E и H -напряженности электрического и магнитного поля, \mathcal{F} -электромагнитная сила, Q -джоулево тепло, j -плотность электрического тока, σ -проводимость, α -степень ионизации, \mathcal{I}_i -потенциал ионизации, R -универсальная газовая постоянная, m -молекулярный вес, I -интенсивность излучения, S -плотность потока излучения, σ_0 -постоянная Стефана-Больцмана, α -коэффициент поглощения излучения, $\mu = \cos(\vec{n}, \vec{x})$ -косинус угла между направлением полета фотона и осью x , γ -отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме. Зависимости $\sigma(\rho, T)$ и $\alpha(\rho, T)$ брались в соответствии с работой [3].

Решение системы уравнений ищется в области $t \geq 0$, $0 \leq x \leq x_N$ где x_N -граница с вакуумом. Граничные условия для газодинамических и электромагнитных величин те же самые, что и в I части работы. Слева на неподвижной стенке $v(0, t) = 0$. Справа на границе с вакуумом $\rho(x_N, t) = 0$ и $H(x_N, t) = 0$. Напряженность электрического поля $E(0, t)$ слева на стенке определяется величиной тока $\mathcal{I}(t)$, протекающего через ускоритель. Вели-

чина тока в свою очередь находится из уравнения электротехнической цепи, решаемого совместно с уравнениями Максвелла

$$\text{Здесь } \frac{L_0}{c^2} \frac{dJ}{dt} + R_0 J - U_0 + \frac{1}{C_0} \int_0^t J d\tau + E(0, t) = 0$$

$L_0 = L \frac{\ell_y}{\ell_z}$, $R_0 = R \frac{\ell_y}{\ell_z}$, $U_0 = \frac{U}{\ell_z}$, $C_0 = C \cdot \frac{\ell_z}{\ell_y}$ электротехнические параметры внешней цепи, отнесенные к так называемому "единичному" ускорителю, расстояние между электродами которого и их ширина оставляет 1 см. ℓ_z и ℓ_y - междуэлектродное расстояние и ширина электродов реального физического ускорителя, L - индуктивность, R - сопротивление, C - емкость, U - начальное напряжение на батарее конденсаторов.

Отсутствие потока излучения, приходящего извне, и зеркальное отражение от стенки дают следующие граничные условия для интенсивности излучения

$$I(0, \mu) = I(0, -\mu), \quad \mu \geq 0$$

$$I(x_N, \mu) = 0, \quad \mu \leq 0$$

В начальный момент времени $t=0$ плазма покоится $\mathcal{U}(0, x) = 0$ и токи отсутствуют - $H(0, x) = 0$. Начальная плотность и температура могут быть произвольными функциями x . Но так как начальная стадия процесса, содержащая электрический пробой газового промежутка, не описывается вышеприведенной системой уравнений, то для ее эффективного учета, так же, как и в I части, начальная температура задавалась специальным образом. На постоянном достаточно холодном фоне, где проводимость равна нулю, внутри интервала $(0, x_N)$ задавался пик температуры, где проводимость была уже отлична от нуля. Этот температурный пик имитировал нагрев газа в результате пробоя.

Вышеприведенная система дифференциальных уравнений

аппроксимировалась однородными, полностью консервативными разностными схемами, которые затем решались методом последовательных прогонок [4 - 6] . Для обеспечения сквозного счета возможных в решении ударных волн в уравнения движения и энергии вводилась искусственная вязкость [7] . Для решения уравнений электромагнитного поля применялся потоковый вариант метода прогонки [8,9] . Для численного интегрирования уравнения переноса излучения использовалась комбинация метода характеристик и квазидиффузионного метода [10] . Решение электротехнического уравнения совместно с уравнениями Максвелла осуществлялось безитерационным методом [11] .

Рассчитывались следующие характеристики процесса ускорения плазмы: $\mathcal{W}(t)$ - электромагнитная энергия, вложенная в разряд; электрическая энергия в конденсаторе $W_c(t)$ и в индуктивности внешней цепи $W_{L_0}(t)$; кинетическая $W_k(t)$ и внутренняя $W_\varepsilon(t)$ энергия плазмы; энергия магнитного поля $W_H(t)$ и омические потери в плазме $W_\Omega(t)$. Расчёты проводились по следующим формулам:

$$\mathcal{W}(t) = \int_0^t \frac{E(0,t') \cdot H(0,t')}{4\pi} dt' ,$$

$$W_c(t) = \frac{C \cdot U^2(t)}{2} ,$$

$$W_{L_0}(t) = \frac{L_0 \cdot I^2(t)}{2} ,$$

$$W_k(t) = \int_0^{x_N} \frac{1}{2} v^2(x,t) dx ,$$

$$W_\varepsilon(t) = \int_0^{x_N} \varepsilon(x,t) dx ,$$

$$W_H(t) = \int_0^{x_N} \frac{H^2(x,t)}{8\pi \rho(x,t)} dx$$

$$W_R(t) = \int_0^t \int_0^{x_N} Q(x,t') dx dt'$$

Излучаемая из плазмы в вакуум энергия W_A определялась по методике, изложенной в [12]. Рассчитывались также эффективные электротехнические параметры самого плазменного ускорителя:

$$L_{\text{эфф пл}} = \frac{W_H}{\frac{1}{2} \mathcal{I}^2(t)}$$

$$\gamma_{\text{эфф пл}} = \frac{U(t)}{\mathcal{I}(t)}$$

Полный импульс ускоренного газа определялся как

$$K(t) = \int_0^{x_N} v(x,t) dx$$

Кроме того, введена и рассчитана ещё одна величина, характеризующая процесс ускорения — эффективность ускорения, определявшаяся как отношение кинетической энергии газа в момент времени t к величине энергии, отобранной к этому моменту времени от конденсаторной батареи:

$$\eta(t) = \frac{W_K(t)}{\frac{1}{2} C_0 [V_0^2 - U^2(t)]}$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ С УЧЁТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ.

В этом параграфе излагаются результаты численного решения наиболее характерных вариантов поставленной выше задачи, которые отличаются значениями ряда параметров, приведенных в таблице I. (все величины отнесены к "единичному" ускорителю).

Таблица I.

N п/п	U_0 кВ	L_0 мкГн	C_0 мкФ	ρ мкг/см ³	T эВ	T_m эВ	m мкг	$\mathcal{I}_{эфф}$ эВ	z_0 см	z_m см	W_0 эж
I	I	0,017	300	3	0.05	0.5	18	5,4	6	3,4	150
II	2,5	0,2	100	3	0.05	0.5	212,7	3	70,8	2,6	312
III	2,5	0,2	100	15	0.07	0,5	228	3	15,2	1,6	312

Здесь U_0 - начальное напряжение на батарее конденсаторов;

L_0 - индуктивность внешней электрической цепи; C_0 - емкость батареи конденсаторов; ρ - начальная плотность газа; T - начальная невозмущенная температура газа; T_m - максимальная температура начального возмущения; m - полная масса газа; $\mathcal{I}_{эфф}$ - потенциал ионизации газа; z_0 - длина области, первоначально занятой газом; z_m - расстояние до начального возмущения температуры от стенки ускорителя; $W_0 = \frac{1}{2} C_0 U_0^2$ - полная энергия, запасенная батареей конденсаторов.

Как известно, потенциал ионизации \mathcal{I}_i составляет 5,4 эв, в вариантах II и III эта величина взята равной 3 эв. Таким путём была сделана попытка учесть влияние на ионизацию жёсткой компоненты излучения из плазмы [I6] .

Вариант I.

Разряд аperiodический, активное сопротивление внешней цепи $R_0 = 1,7 \cdot 10^{-3} \Omega$, максимальное значение полного тока $I_m \approx 20$ ка достигается при $t = 2$ мксек. Численное решение получено для $t \leq 11,2$ мксек. На 1-ой микросекунде вследствие выделения джоулевой энергии температура в области начального возмущения быстро, как при взрыве, увеличивается: почти в 40 раз за 0,5 мксек (рис.1). Возникает первый T-слой, порожденный начальным тепловым возмущением. Полный ток локализуется в окрестности T-слоя (рис.3), поскольку проводимость остальной массы газа фактически равна нулю.

Быстрый рост температуры и давления газа в области T-слоя приводит к его резкому расширению и образованию двух мощных газодинамических ударных волн (рис.4): внутренней, распространяющейся по направлению к стенке ускорителя в нарастающем во времени магнитном поле, и внешней, движущейся в противоположную сторону к границе с вакуумом в области, где практически отсутствует магнитное поле. За фронтом ударных волн газ термоионизируется, здесь также начинают течь электрические токи, однако значительно меньшей величины, чем в районе T-слоя (рис.3). Вначале абсолютная величина скорости газа за фронтом обеих ударных волн примерно одинакова и составляет 3-4 км/сек (рис.2).

Под действием амперовой силы $\vec{J} \times \vec{B}$ горячий газ в области T-слоя приходит в ускоренное движение в положительном направлении оси Z и уже к концу 1-ой микросекунды достигает скорости более 10 км/сек (рис.2). При этом T-слой, подобно поршню, сжимает и ускоряет газ перед собой, а позади создает область разрежения. T-слой догоняет внешнюю ударную волну,

значительно усиливая её. Внутренняя же ударная волна ослабляется как волной разрежения, так и тормозящим действием амперовой силы на ионизованный газ за фронтом волны.

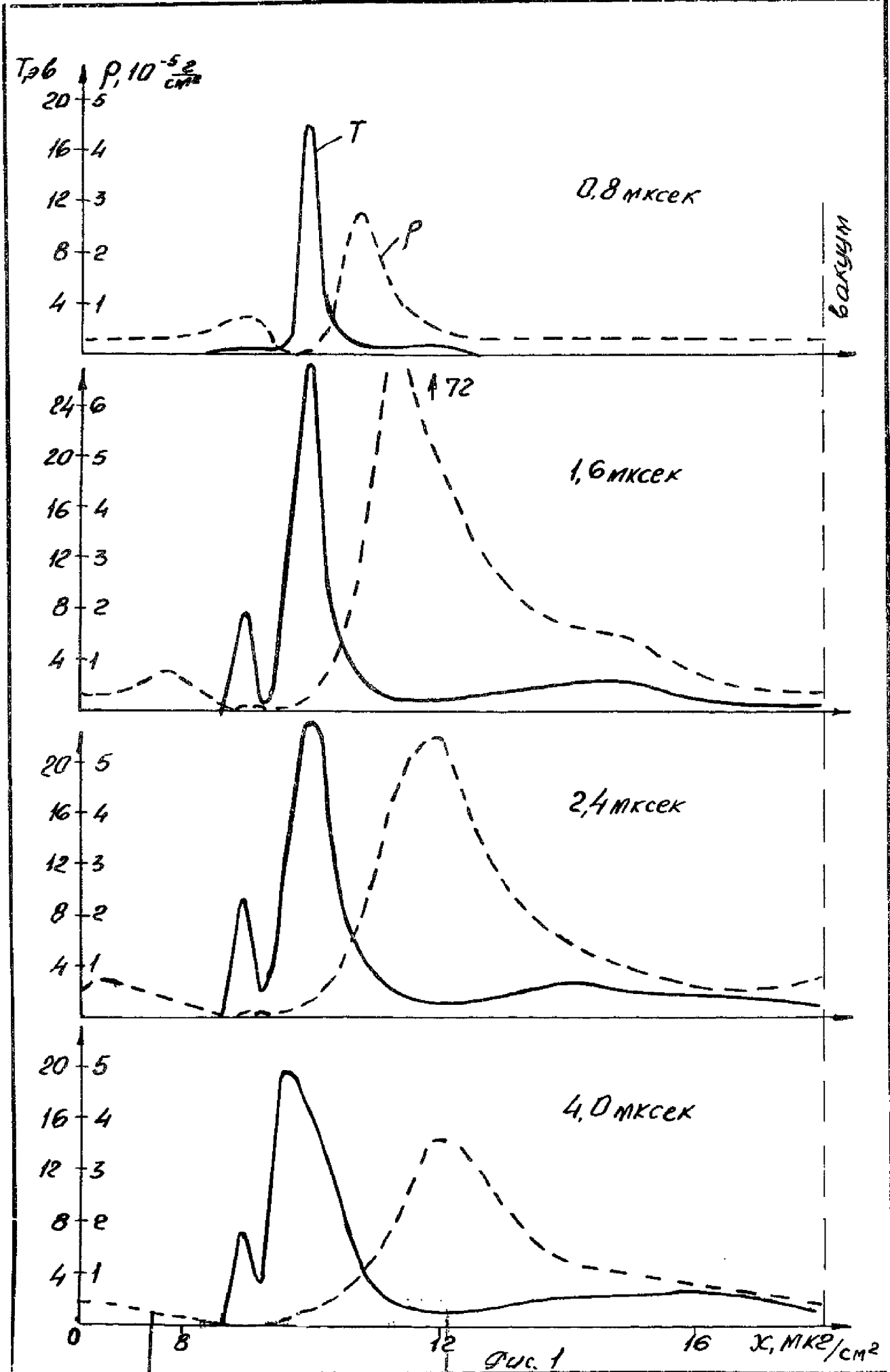
К середине второй микросекунды происходит "подхват" температурного возмущения, порожденного внутренней ударной волной и формируется второй T-слой (рис. I-4). Плотность тока в зоне второго T-слоя сравнительно невелика, максимальная температура составляет 8 эв, т.е. меньше, чем в первом T-слое. Однако, вследствие значительной напряженности магнитного поля ($H \approx 20 \text{ кэ}$) и малой плотности газа в области образования второго T-слоя, уже при небольшой плотности тока (рис. 3) он вовлекается в движение и достигает скорости 37 км/сек, почти вдвое превышающей скорость первого T-слоя (рис. 2). Вторым T-слоем догоняет первый, сжимая находящуюся между ними разреженную плазму, масса которой равна всего 1,5 мкг. Высокие температуры приводят к вмерзности магнитного поля в плазму, в результате чего при взаимодействии T-слоев возникает участок с обратным направлением электрического тока (рис. 3).

При образовании второго T-слоя также возникают две ударные волны. Внутренняя ударная волна, как и прежде, является газодинамической, внешняя же, распространяющаяся по уже ионизованному газу, приобретает магнитогазодинамический характер. Интенсивность ударных волн, порожденных вторым T-слоем, настолько мала, что температурное возмущение, вносимое, в частности, внутренней ударной волной (его максимальная температура достигает всего 0,2 эв, что недостаточно для термической ионизации газа), не

"подхватывается" с образованием еще одного Т-слоя.

Как видно из описанной выше картины ускорения плазмы и образования Т-слоев, она незначительно отличается от картины, полученной в первой части этой работы, где явления теплопереноса не учитывались. Учет излучения приводит, в основном, к уменьшению максимальной температуры Т-слоев примерно на порядок (25±30 эв вместо 50±400 эв, имевших место без учета излучения) и некоторому размытию их со временем. Однако на механизме образования Т-слоев и общей картине течения это почти не отражается и может повлиять лишь на количественные результаты.

Из рис.5 видно, что в этом варианте расчета энергия электрического поля, первоначально запасённая в конденсаторе, W_c сразу переходит в электромагнитную энергию Π , вкладываемую в разряд, минуя индуктивность внешней цепи, поскольку она мала ($L_0 = 15$ см). Оценки эффективной индуктивности плазменного ускорителя показывают, что к моменту времени $t = 0,8$ мксек $L_{эфф \text{ пЛ}} = 48$ см, т.е. примерно в 3 раза превышает L_0 ; к моменту времени $t = 9,6$ мксек $L_{эфф \text{ пЛ}} \approx 900$ см и превышает индуктивность внешней цепи L_0 примерно в 60 раз. Эффективное активное сопротивление плазменного ускорителя в первую микросекунду уменьшается, составляя при $t = 1,6$ мксек $Z_{эфф \text{ пЛ}} \approx 1,4 \cdot 10^{-3} \Omega$ затем резкое уменьшение прекращается и величина сопротивления медленно спадает, составляя при $t = 11,2$ мксек $Z_{эфф \text{ пЛ}} \approx 1 \cdot 10^{-3} \Omega$. Зложенная в разряд электромагнитная энергия Π перераспределяется следующим образом: Вначале быстро растёт энергия магнитного поля в плазме W_H и к концу четвертой мксек достигает



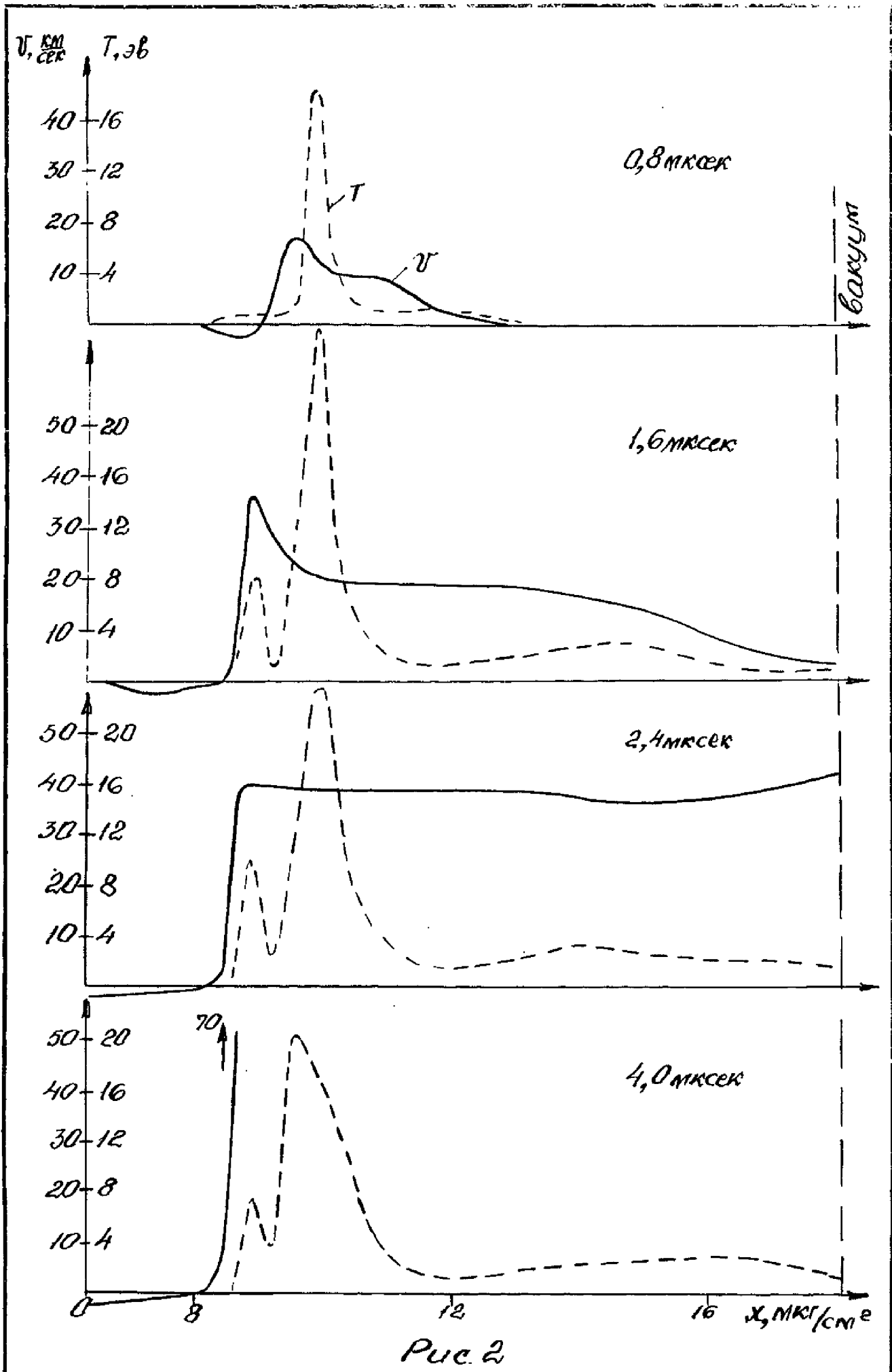


Рис. 2

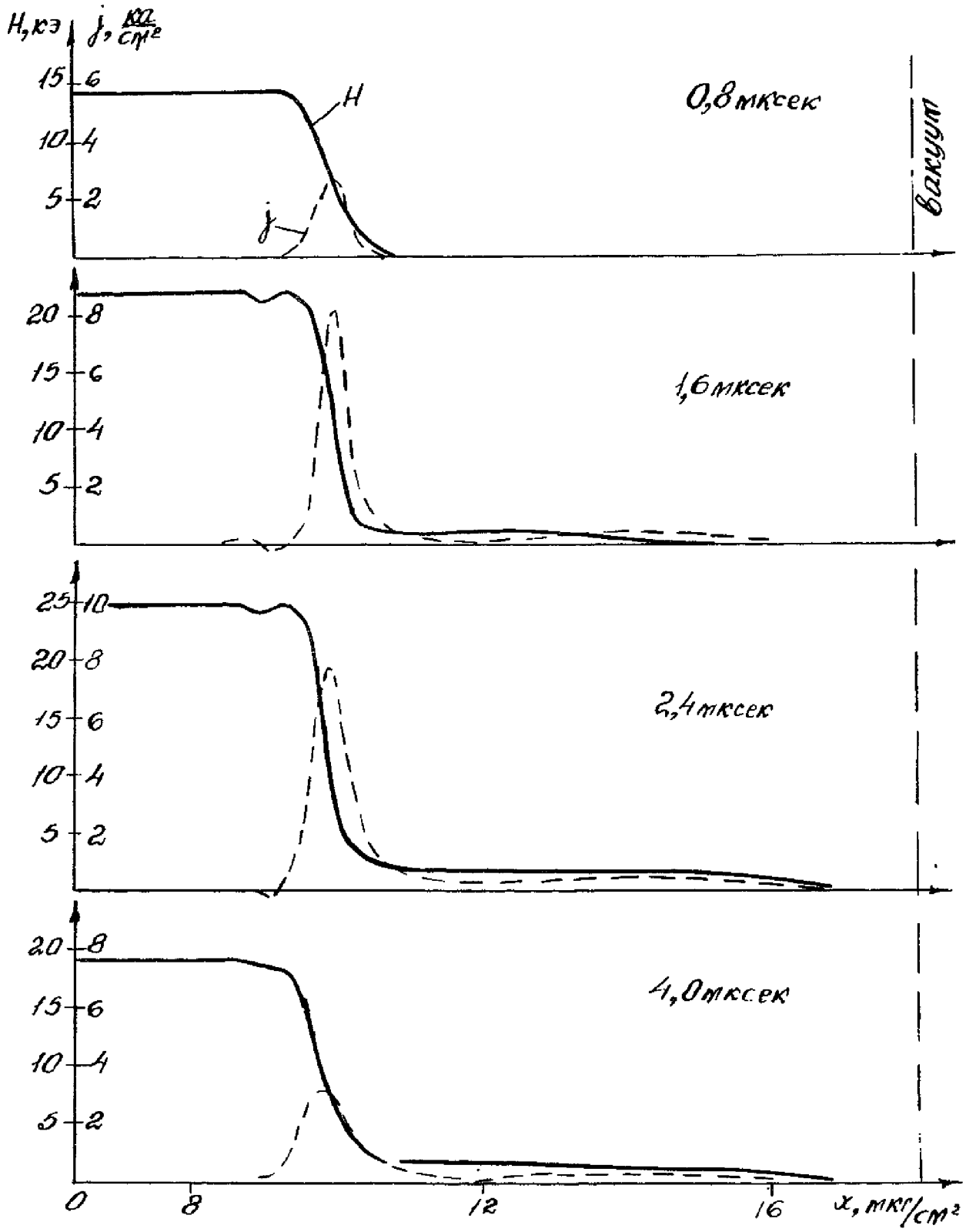


Рис. 3

$P, \text{мм рт.ст. Н, кД}$

1,2 — 15
0,8 — 10
0,4 — 5

0,8 мксек

вакуум

1,6 — 20
1,2 — 15
0,8 — 10
0,4 — 5

1,6 мксек

2,0 — 25
1,6 — 20
1,2 — 15
0,8 — 10
0,4 — 5

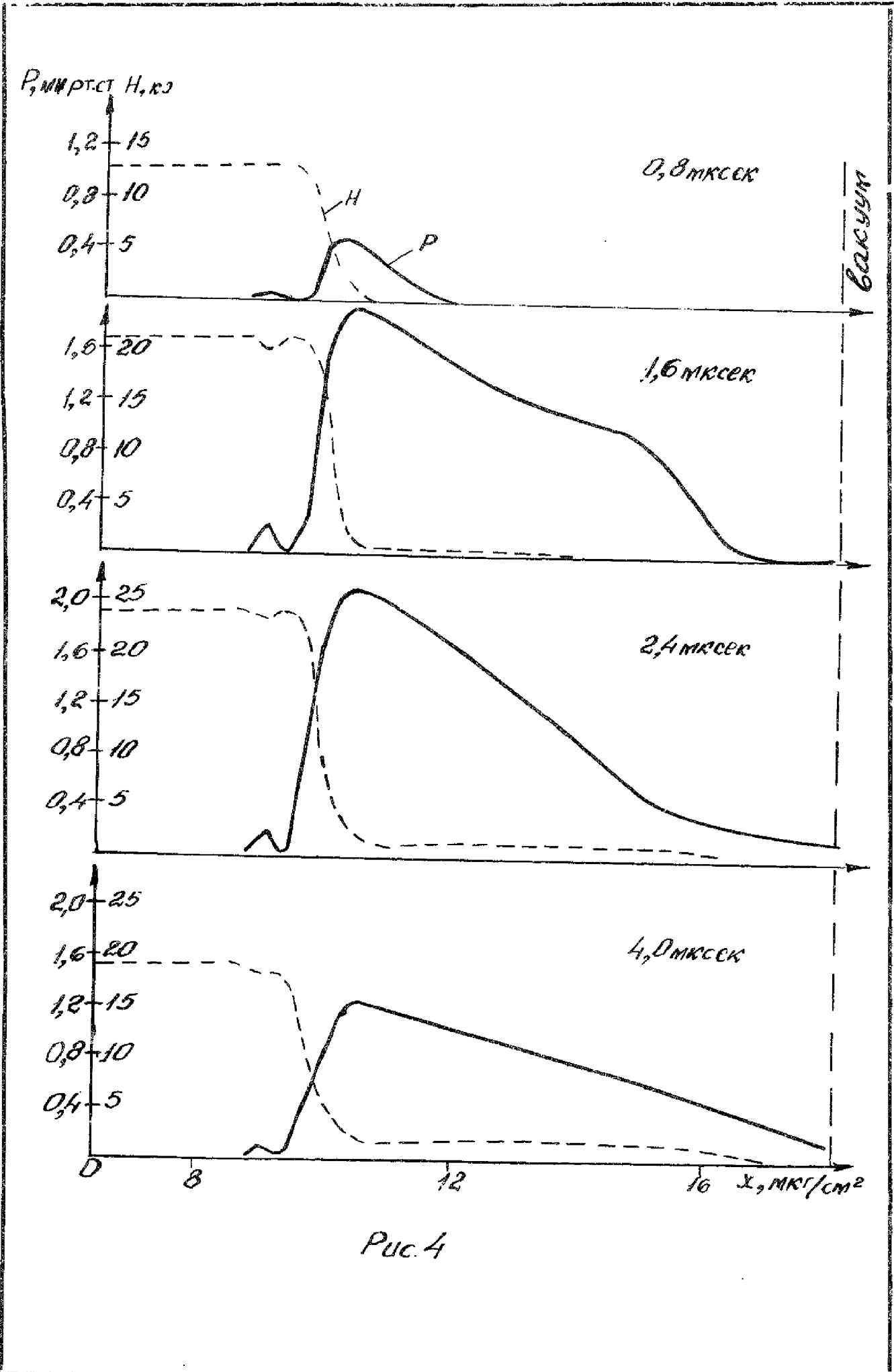
2,4 мксек

2,0 — 25
1,6 — 20
1,2 — 15
0,8 — 10
0,4 — 5

4,0 мксек

0 8 12 16 $x, \text{мкс/см}^2$

Рис. 4



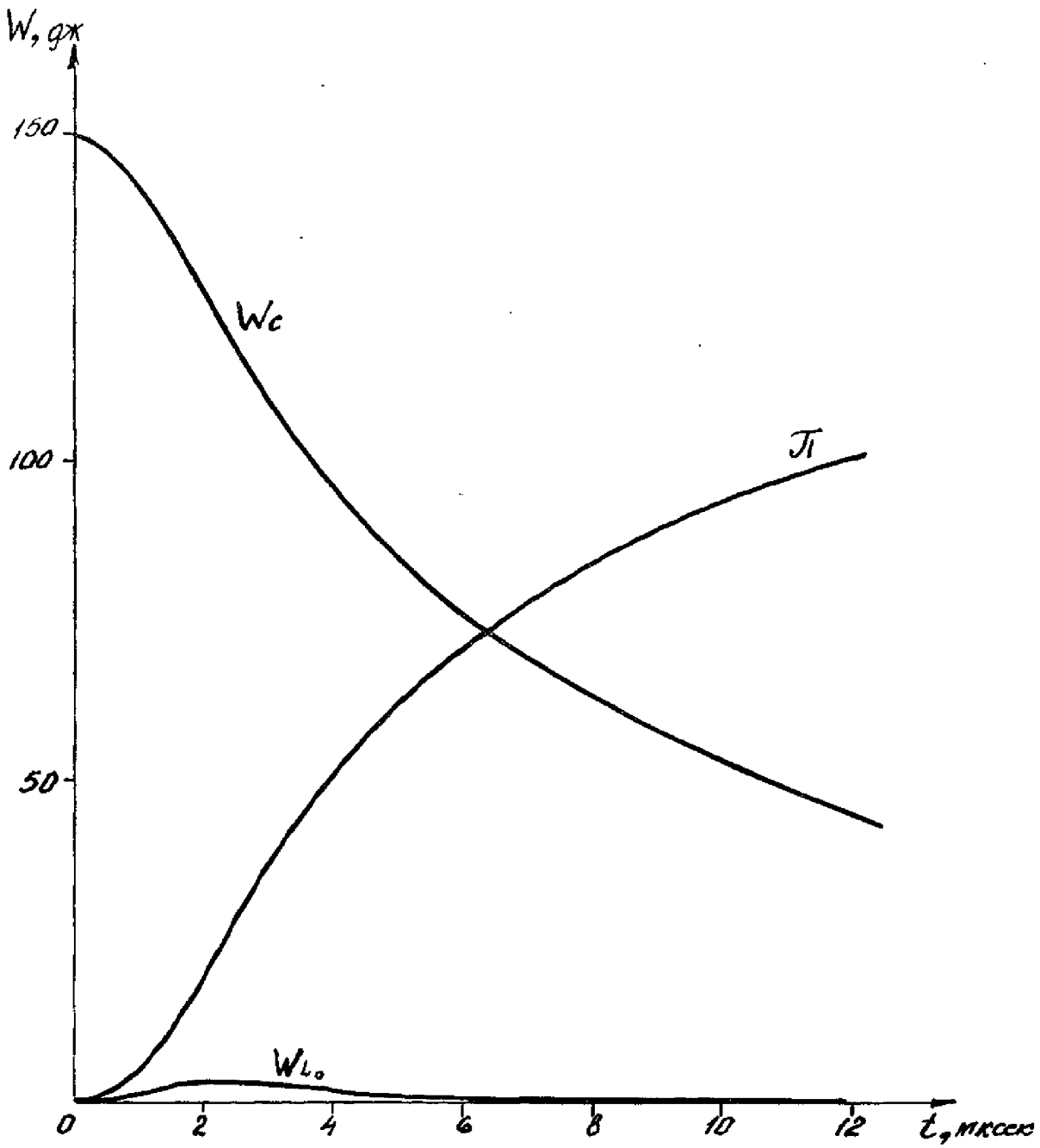


Рис. 5

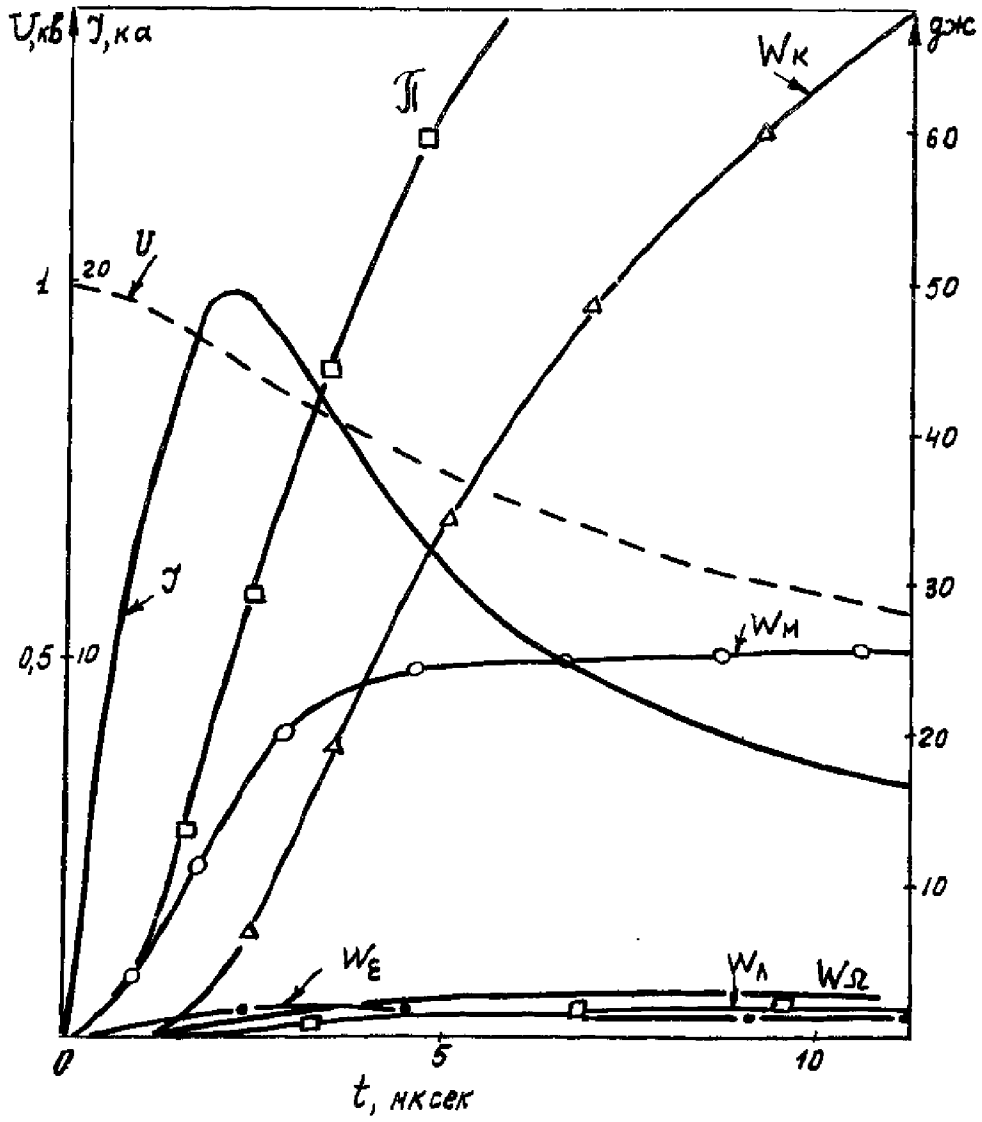


Рис. 6

величины $W \approx 25$ дж, после чего W_H остается практически постоянной (рис. 6) до конца расчетного промежутка ($t = 11,2$ мксек). Характерно, что рост W_H не прекращается после прохождения максимума полного тока, начинает уменьшаться лишь скорость роста W_H . Это означает, что начавшийся после второй микросекунды спад напряженности магнитного поля компенсируется увеличением занимаемого полем объема вследствие ускоренного движения газа.

На увеличение полной внутренней энергии W_E газа затрачивается лишь небольшая часть запасенной в батарее конденсаторов энергии W_0 . К концу 3-ей микросекунды, а именно к моменту выхода внешней ударной волны на границу с вакуумом, W_E достигает своего максимального значения $W_{E_{max}} \approx 2$ дж и в дальнейшем понижается до 1,5 дж из-за газодинамического разлета в вакуум и излучения. Энергия, излученная из плазмы, также как и омические потери в ней в этом варианте расчётов невелики, их величина не превышает 5% от запасенной в конденсаторе энергии, тем не менее видно, что излученная энергия имеет такой же порядок величины, что и внутренняя энергия плазмы, поэтому излучение может существенно влиять на динамику развития T-слоёв.

Заметный рост полной кинетической энергии W_K газа начинается лишь на 2-ой микросекунде. К концу четвертой микросекунды W_K сравнивается с W_H и продолжает расти дальше, но уже с убывающей скоростью. К 11,2 мксек кинетическая энергия достигает величины 68 дж, что составляет около 70% всей энергии, отданной конденсатором к этому моменту времени.

Как уже было указано выше, учет излучения снижает почти на

порядок максимальные температуры в Т-слоях и способствует их размытию. Однако, влияние излучения на картину ускорения этим в основном и ограничивается. Величина потерянной вследствие излучения энергии имеет порядок величины внутренней энергии и составляет к II-й микросекунде всего около 1,5% энергии, отданной конденсаторной батареей к этому моменту времени.

Отметим еще одну интересную особенность полученной картины процесса ускорения. Масса газа, ускоряемая первым Т-слоем (≈ 20 мкг) определяется положением начального теплового возмущения. Кроме того, если учесть, что масса газа, захваченная вторым Т-слоем, составляет всего около 2 мкг, станет ясным, что положение начального теплового возмущения во многом определяет временной ход интегральных характеристик ускорения плазмы.

Вариант II.

Разряд периодический, затухающий. Активное сопротивление во внешней цепи отсутствует, максимальное значение полного тока $I_m = 29$ ка достигается на пятой микросекунде при длительности полупериода 16 мксек. Численное решение получено для $t \leq 12$ мксек.

Картина течения и образования Т-слоев такая же, как и в первом варианте. К концу первой микросекунды первый Т-слой уже полностью сформирован (рис. 7-10), его максимальная температура равна ~ 15 эв. На второй микросекунде возникает второй Т-слой, порожденный внутренней ударной волной от первого Т-слоя. Хотя он значительно слабее первого Т-слоя (10 эв в максимуме против 30 эв у первого Т-слоя), всё же возмущения тем-

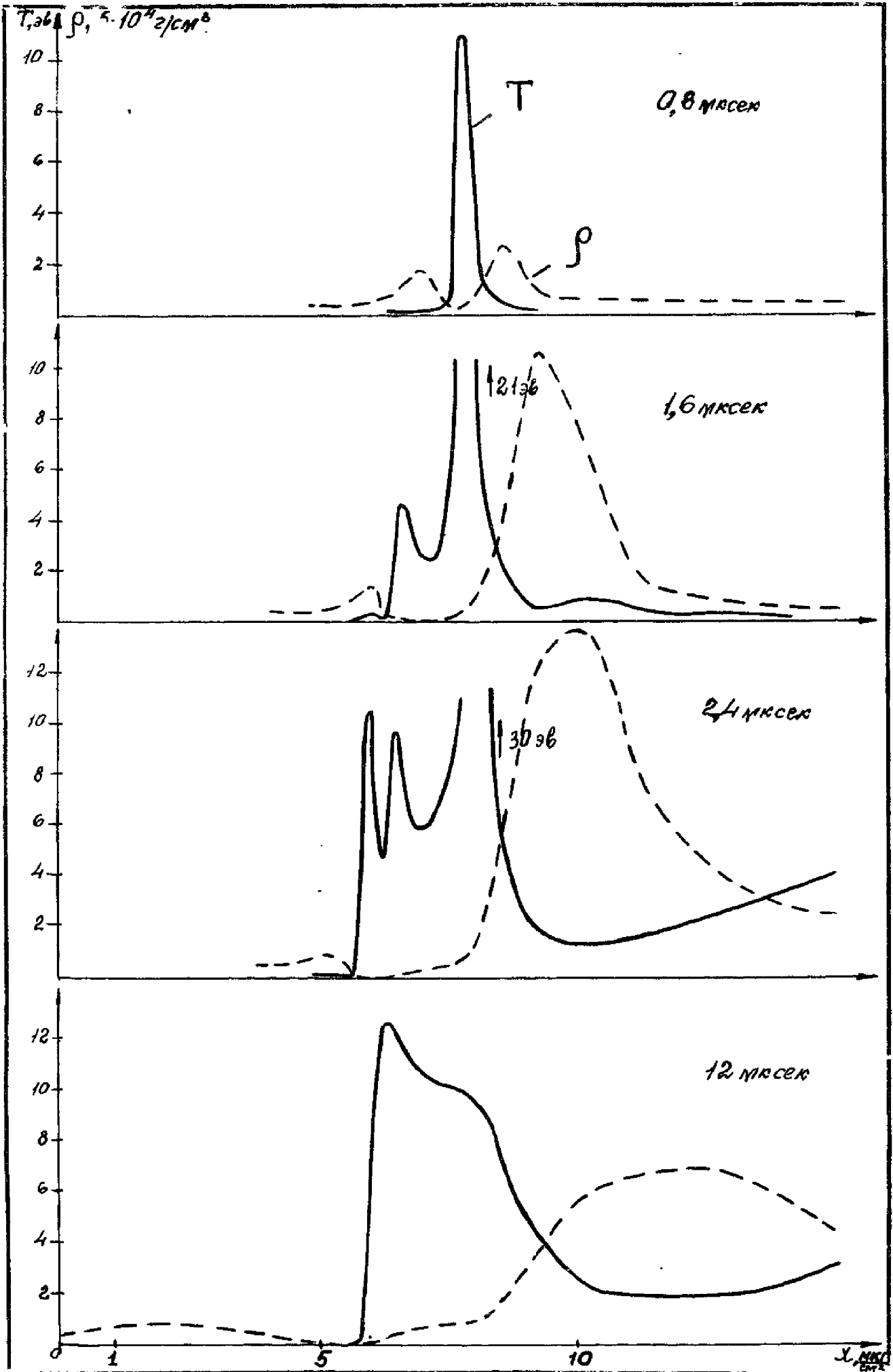


Рис. 7.

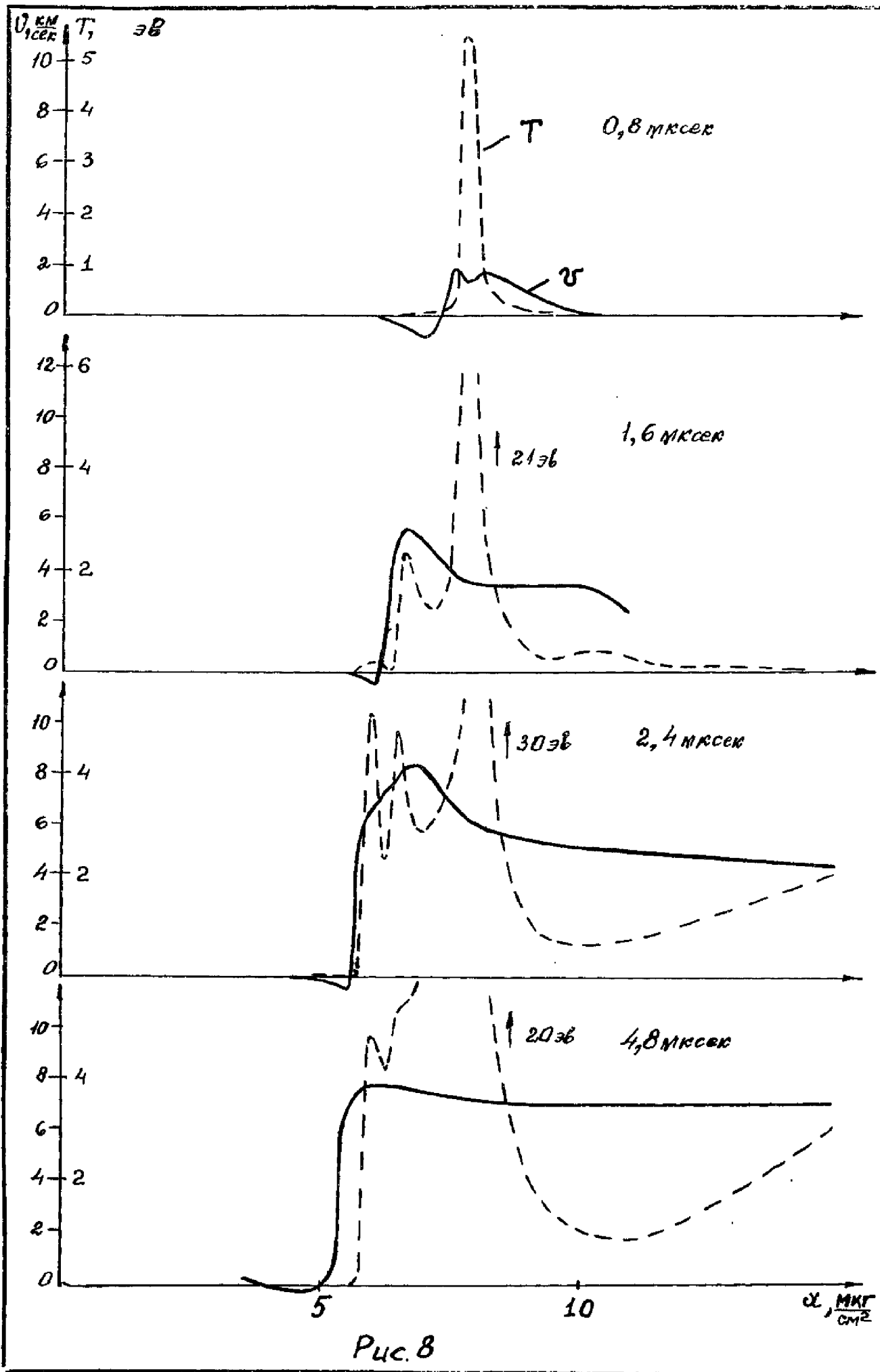


Рис. 8

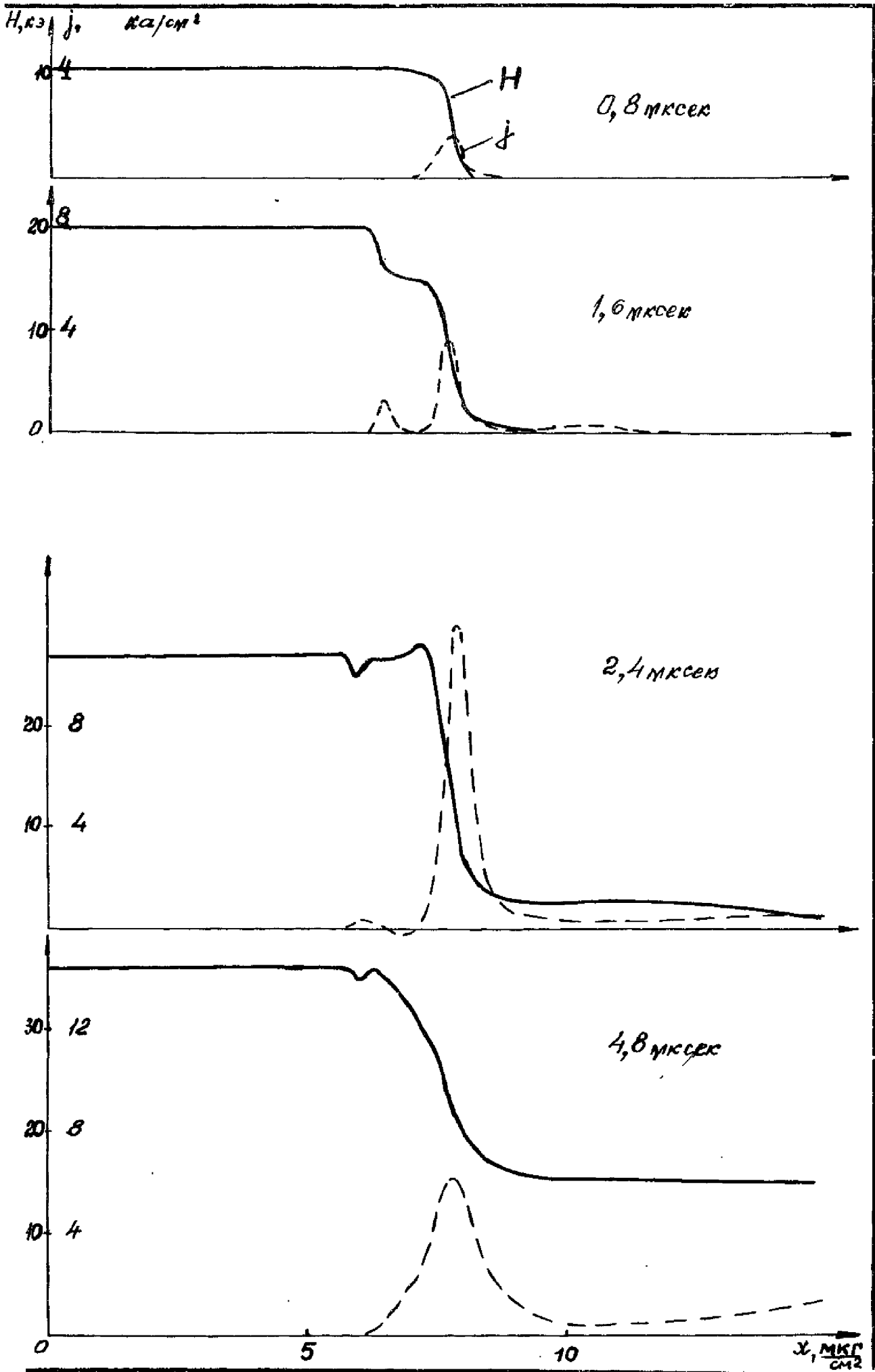


Рис.9

$H, \text{кэ}$ $\rho, \text{мм рт.ст.}$

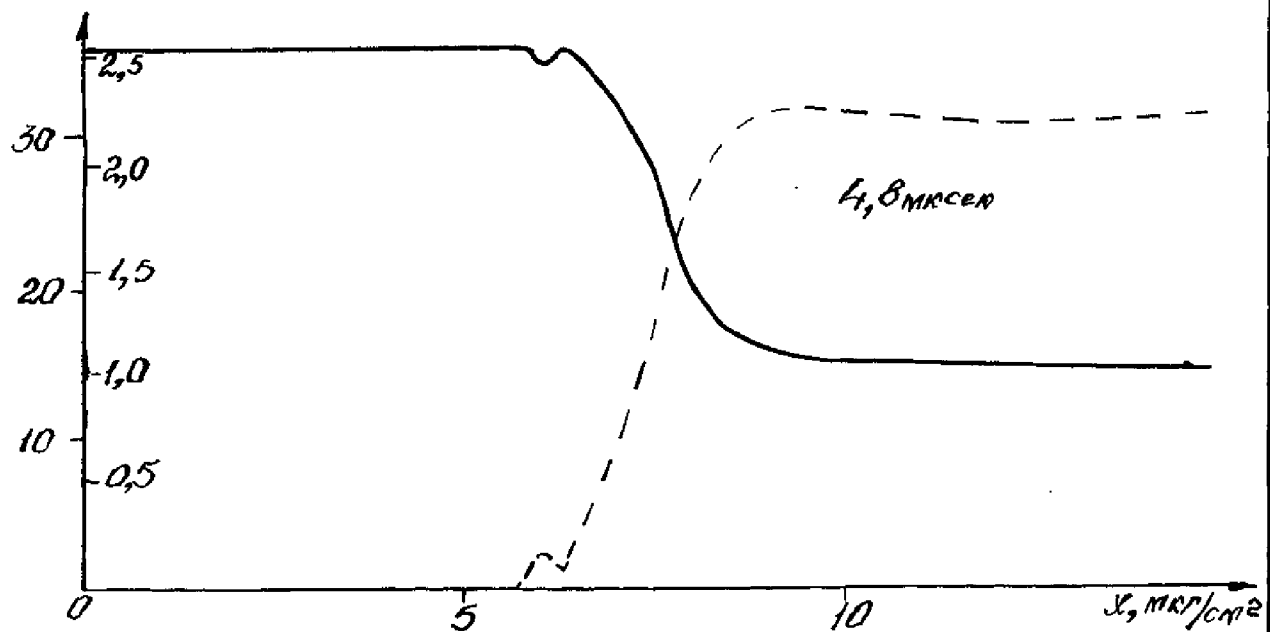
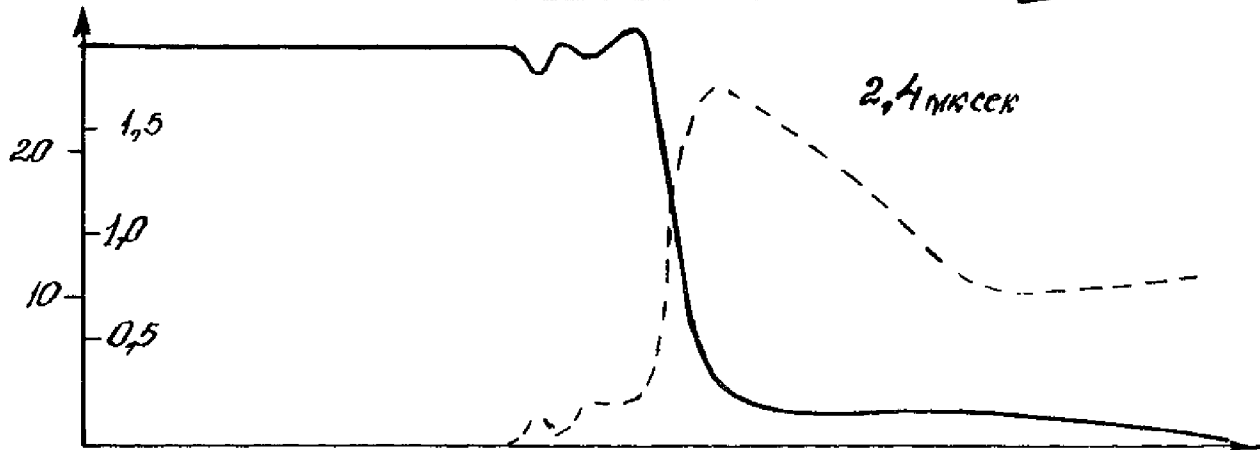
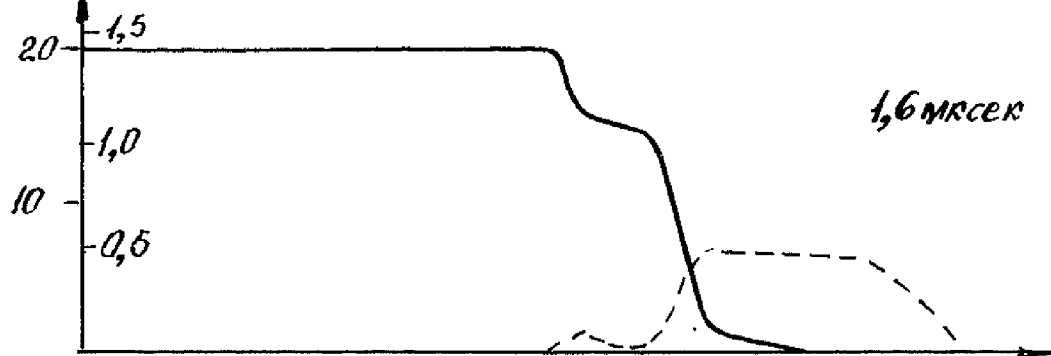
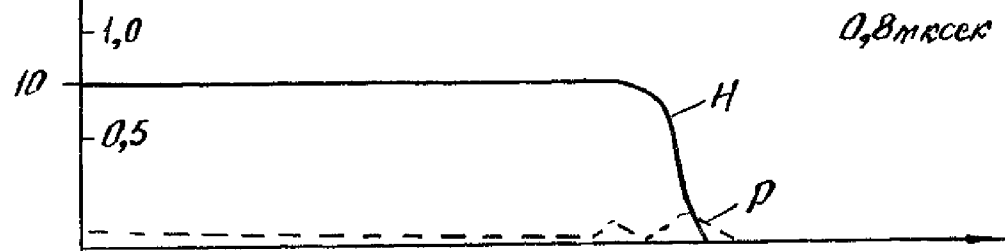


Рис. 10

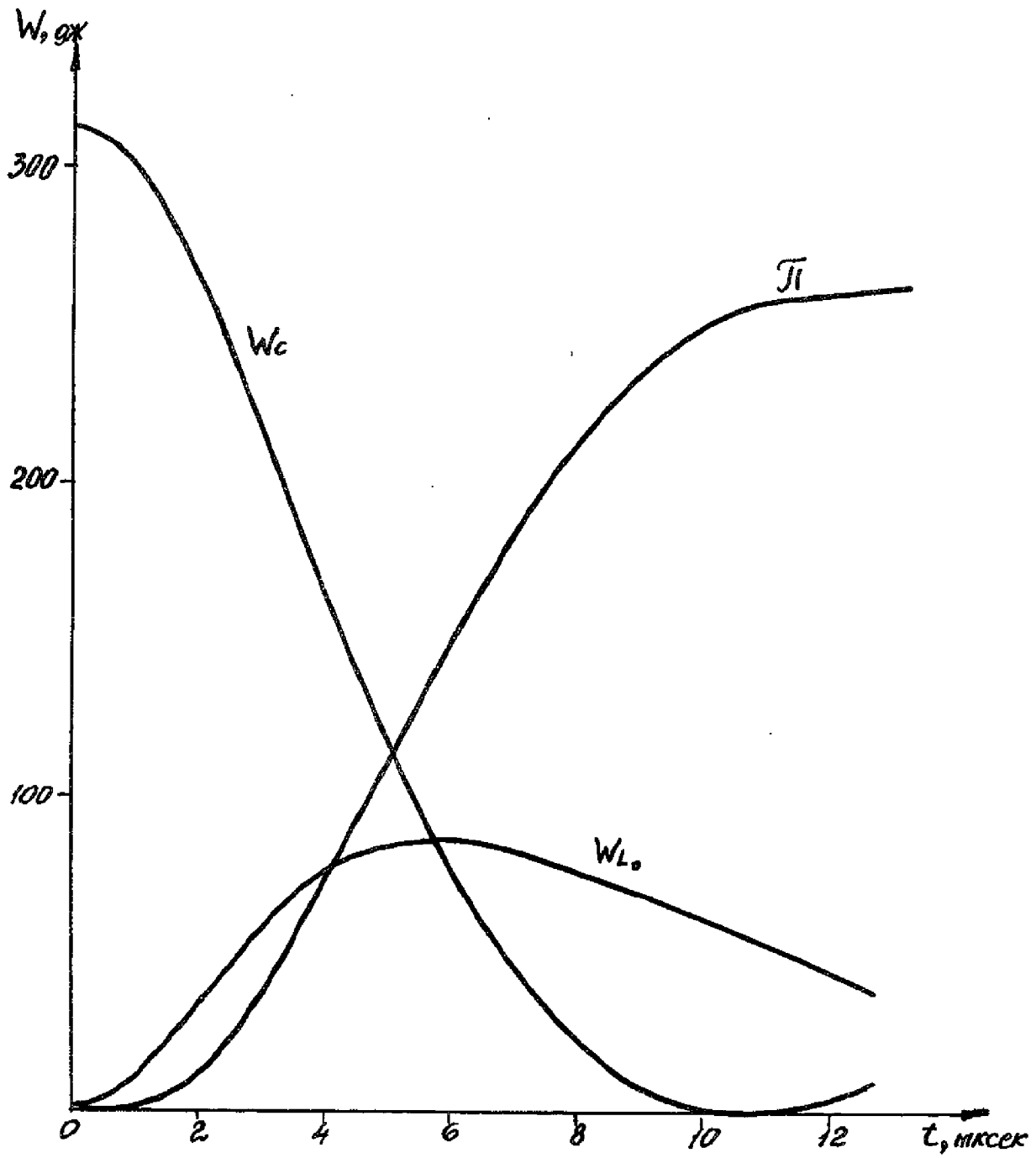


Рис. 11

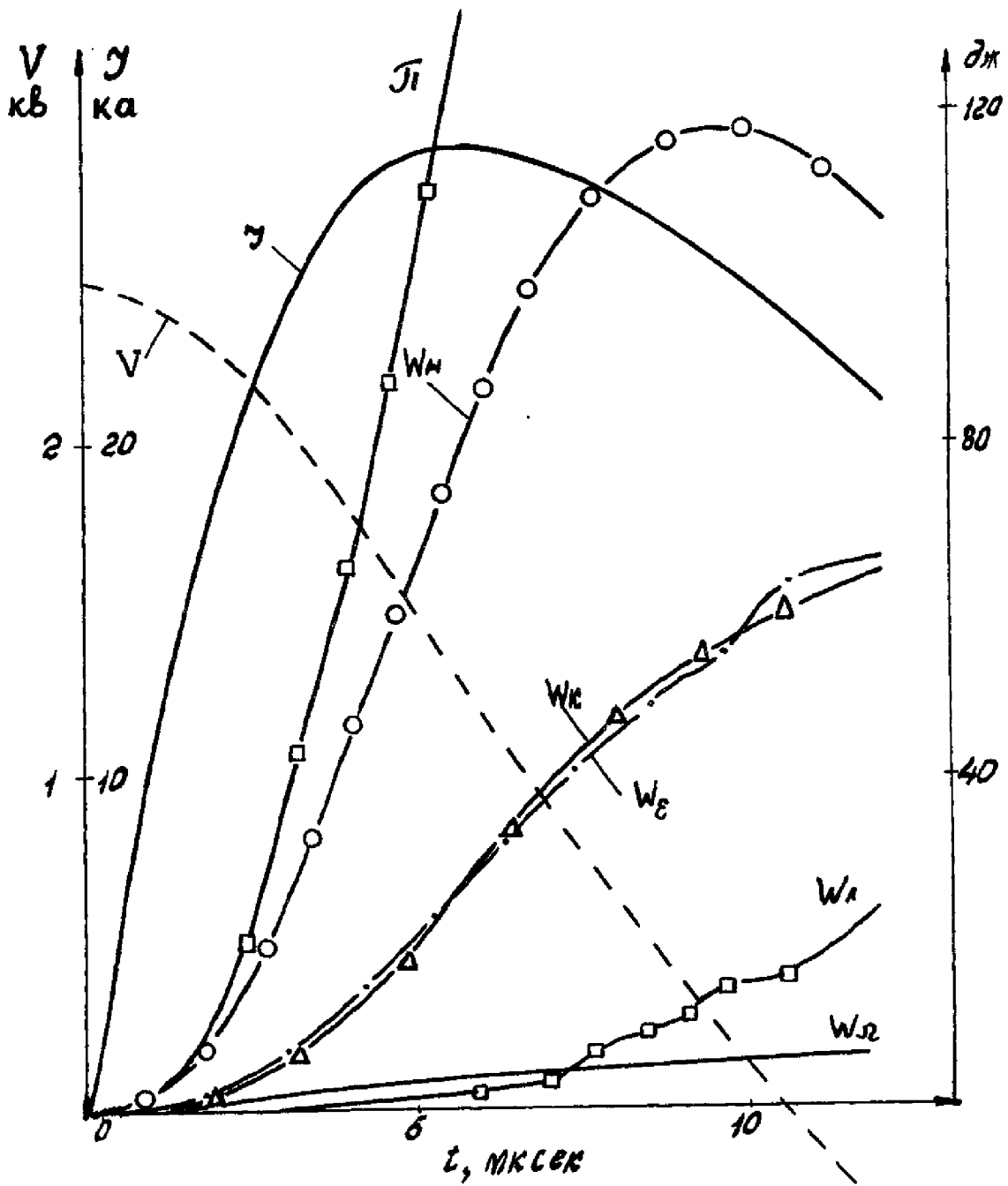


Рис. 12

пературы, вызванного внутренней ударной волной от второго Т-слоя, оказалось достаточно для "подхвата" и развития третьего Т-слоя, который возникает на третьей микросекунде. Последний Т-слой, в свою очередь, образует внутреннюю и внешнюю ударные волны, однако они настолько слабы, что внутренняя ударная волна, имея за фронтом температуру около 0,07 эв, уже не способна ионизовать газ. Таким образом, в данном варианте образуется только три Т-слоя. Благодаря излучению границы между пиками температуры размываются, температуры их выравниваются, и к 12-ой микросекунде образуется область горячей плазмы ($T \approx 10 \div 12$ эв) с массой около 6 мкг. Эта горячая плазма, принимая на себя давление магнитного поля, подобно поршню ускоряет находящийся перед ней сравнительно холодный (около 2 эв) газ. Пока весь этот газ с массой около 205 мкг не приходит в движение, энергия, вкладываемая в плазму, тратится частично на его ионизацию и нагрев. Как и в I варианте, второй и третий Т-слои захватывают ничтожную долю всей массы, а именно: 3 мкг и 2 мкг соответственно.

В этом варианте расчёта энергия электрического поля из конденсатора W_c переходит как в энергию, вкладываемую в разрядный промежуток (кривая Π), так и в магнитную энергию, запасаемую в индуктивности внешней цепи (кривая W_{L_0}), причем до 4 мксек W_{L_0} превышает Π (см.рис.II). После 6 мксек энергия из индуктивности L_0 также начинает вкладываться в разряд в ускорителе. Заметная роль W_{L_0} объясняется, с одной стороны,

увеличением по сравнению с I вариантом более чем на порядок индуктивности внешней цепи (там $L_0 = 15 \text{ см}$, здесь $L_0 = 200 \text{ см}$) и, с другой, некоторым уменьшением величины эффективной индуктивности ускорителя (при $t = 10,4 \text{ сек}$ $L_{\text{эфф.пл}} \approx 400 \text{ см}$). Эффективное сопротивление плазменного ускорителя в этом варианте также в первые полторы мксек резко падает, а затем остается на уровне $Z_{\text{эфф.пл}} \approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ лл}$.

Вложенная в разряд в ускорителе электромагнитная энергия перераспределяется следующим образом. Вначале наблюдается резкое увеличение энергии магнитного поля в плазме W_H , рост этой величины прекращается лишь на 9 мксек, причем в это время W_H значительно больше других видов энергии, в том числе и кинетической. В этом варианте задачи оказалось, что кинетическая энергия плазмы и её внутренняя энергия имеют примерно одинаковую величину и ход во времени (кривые W_k и W_E). Омические потери в плазме и в этой задаче составляют незначительную величину ($\sim 1,3\%$), а потери энергии на излучение становятся существенными после 5 мксек. Излученная из плазмы энергия в этом варианте к $t = 13 \text{ мксек}$ составляет $\approx 25 \text{ лж}$, т.е. около 8% от энергии в конденсаторе. Отметим, что рассчитанная величина потерь на излучение согласуется с экспериментальными результатами измерения такого рода потерь, выполненных на импульсном ускорителе плазмы и приведенных в работе [15].

Вариант III:

Разряд периодический, затухающий, активное сопротивление внешней цепи равно 0, максимальное значение полного тока $I_m = 34 \text{ ка}$

достигается на шестой микросекунде при полупериоде 16 мксек. Численное решение получено для $t \leq 19$ мксек (рис. I3-I7).

Так же, как и во II-ом варианте, здесь образовались три T-слоя, однако, в отличие от предыдущего, между образованием первого и второго T-слоя прошло почти четыре микросекунды. Третий T-слой возникает сразу же за вторым на 5-ой микросекунде. Максимальные температуры первого, второго и третьего T-слоев равны соответственно 25;8 и 8 эв.

Так как длина области, заполненной газом, в этом варианте почти в пять раз меньше, чем в предыдущем, (табл. I), внешняя ударная волна достигает границы с вакуумом уже к 7-ой микросекунде. Поэтому, начиная с указанного момента времени, внутренняя энергия начинает уменьшаться (за счет высвечивания и разлёта газа в вакуум), а кривая кинетической энергии резко идет вверх (рис. I7). На этом же рисунке хорошо заметно влияние образования и взаимодействия T-слоев на вид кривой энергии магнитного поля.

Из-за более позднего "подхвата", когда внутренняя ударная волна уже успела отойти от первого T-слоя на значительное расстояние, второй T-слоем захватывает и ускоряет сравнительно большую часть массы газа (около 20 мкг), в то время как третий T-слой ускоряет всего лишь около 2 мкг. На долю первого T-слоя, как и в предыдущих вариантах, приходится основная часть всей ускоряемой массы (около 200 мкг).

В этом варианте расчётов энергия из конденсатора W_C также перераспределяется между разрядным промежутком ускорителя и индуктивностью внешней цепи W_{L_0} (рис. I7). До шестой мксек

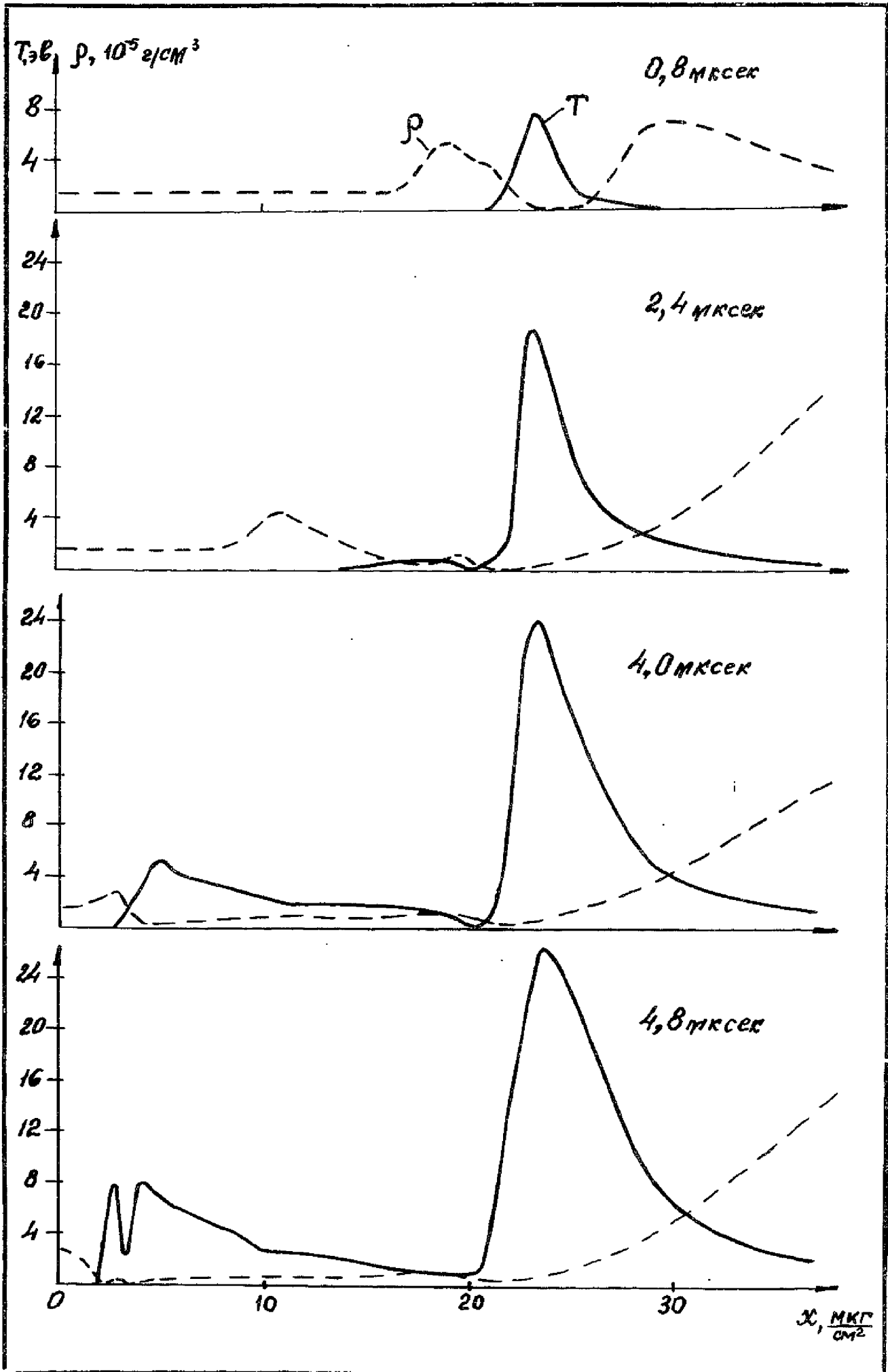


Рис. 13

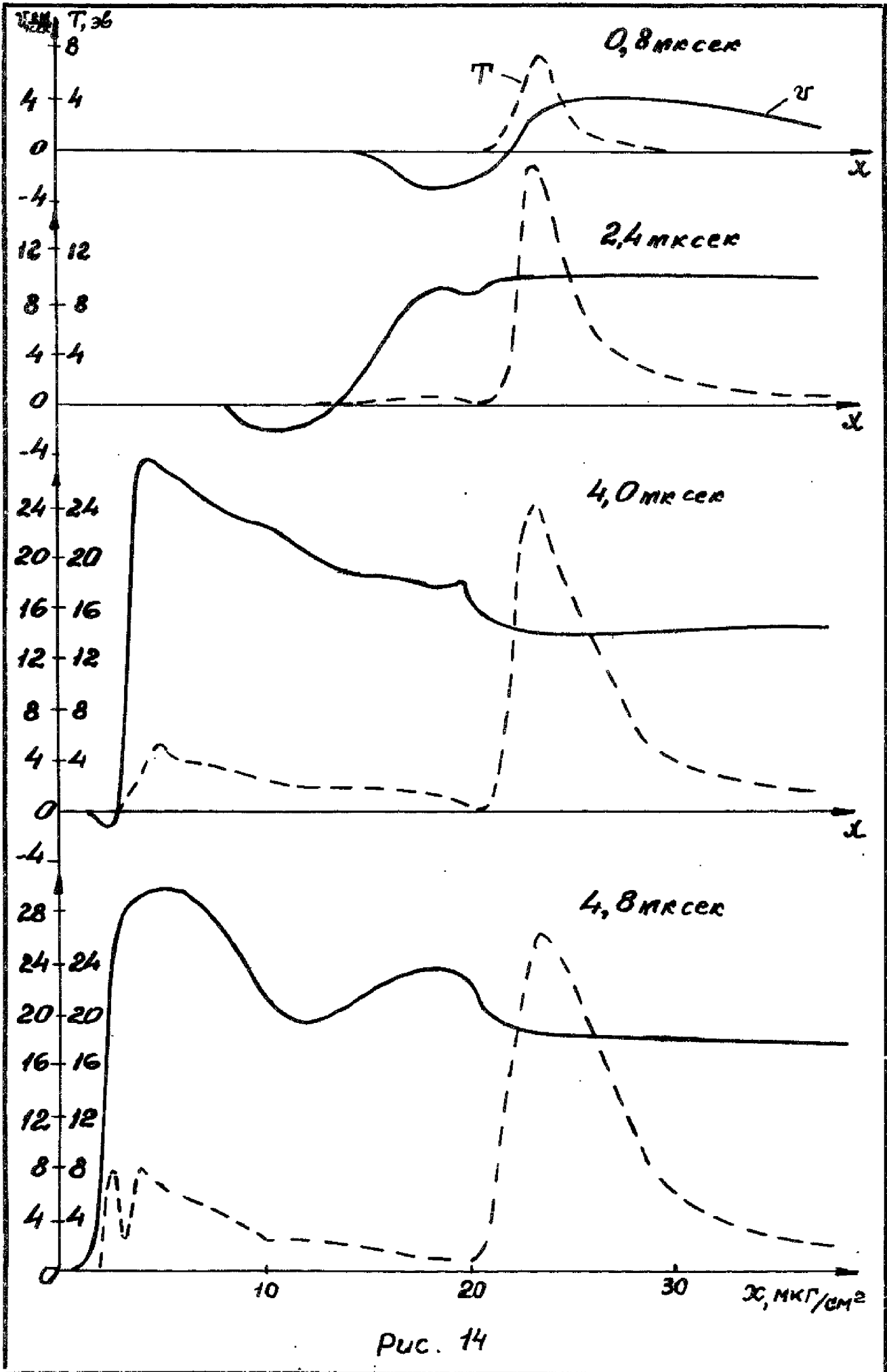


Рис. 14

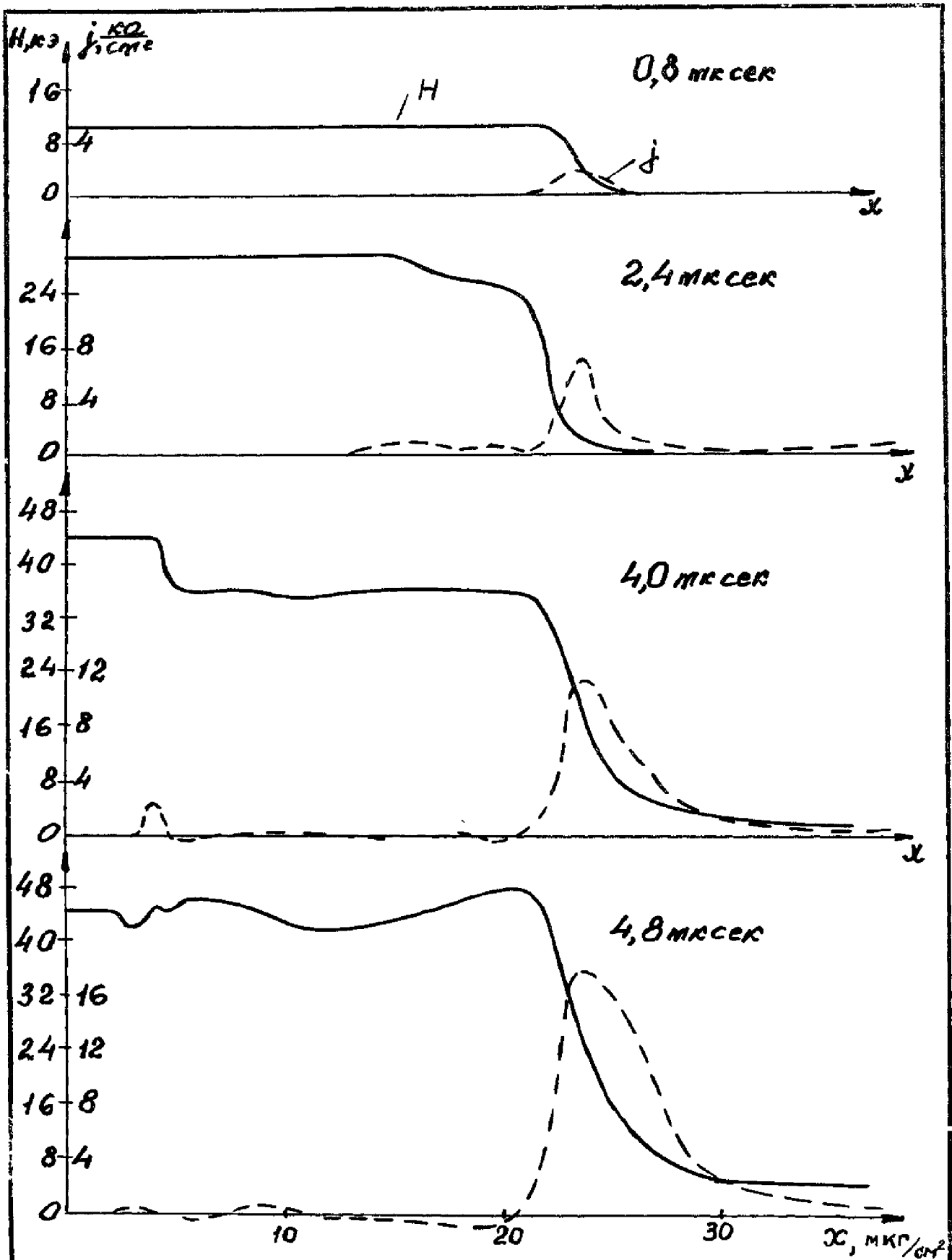


Рис. 15

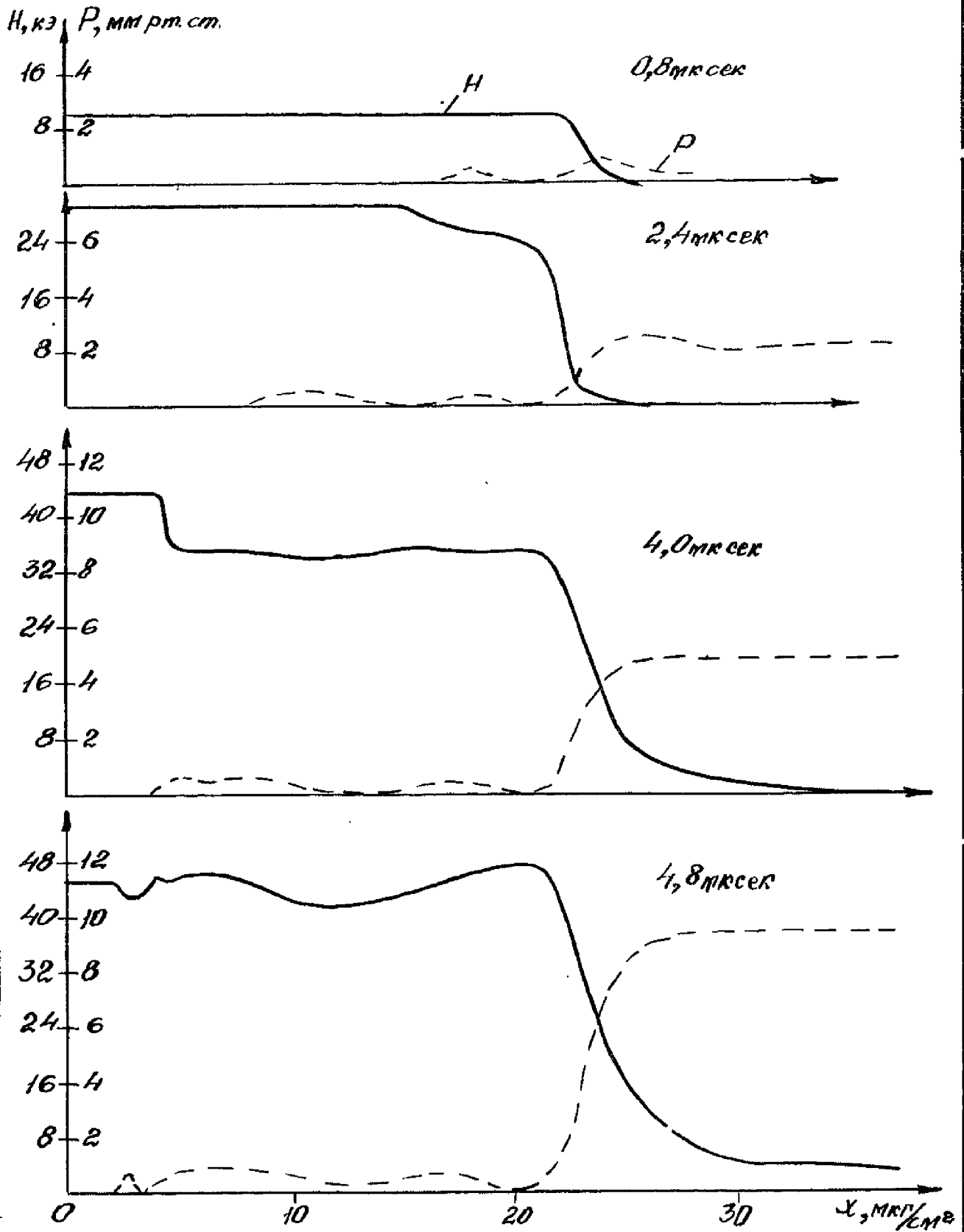


Рис. 16

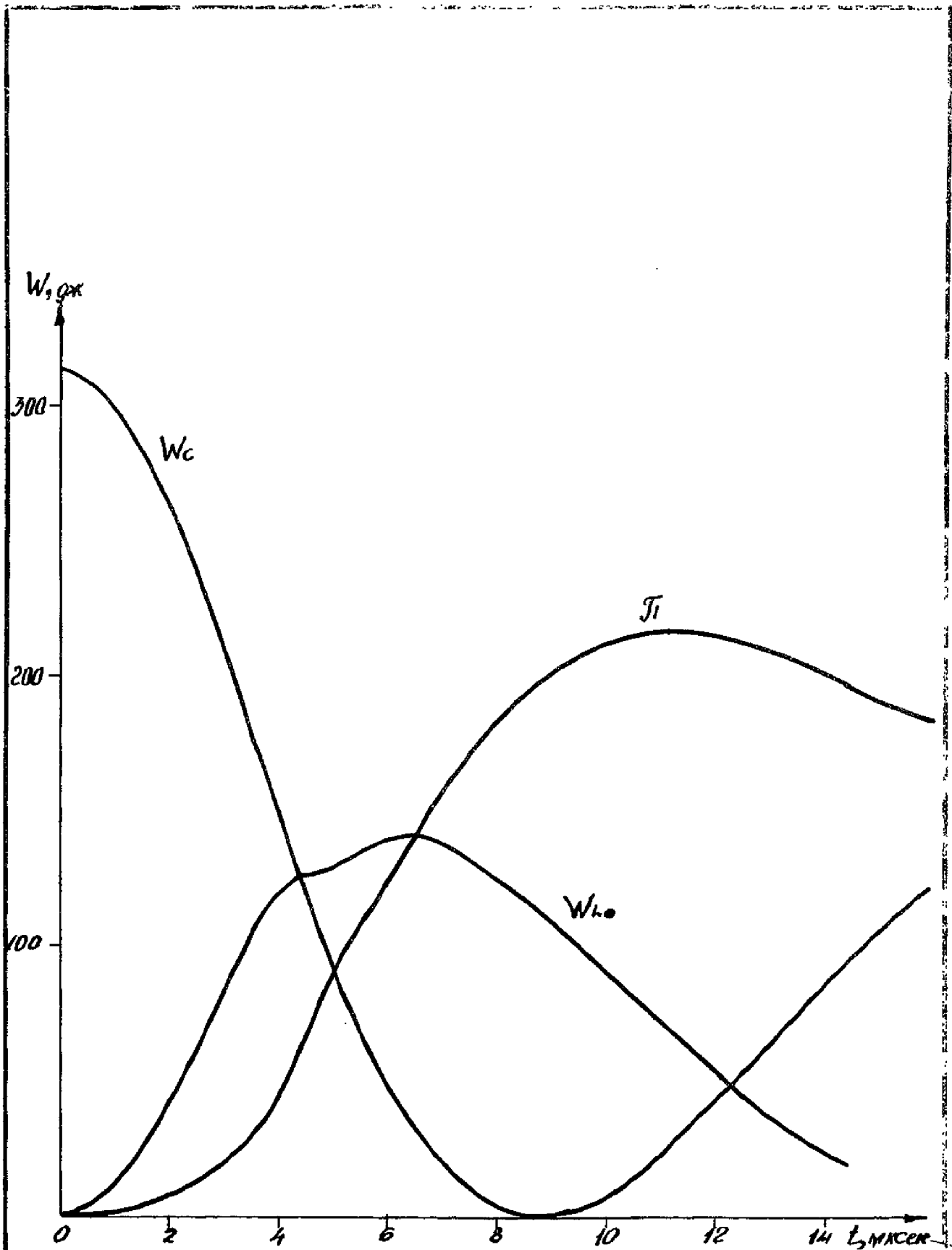


FIG. 17

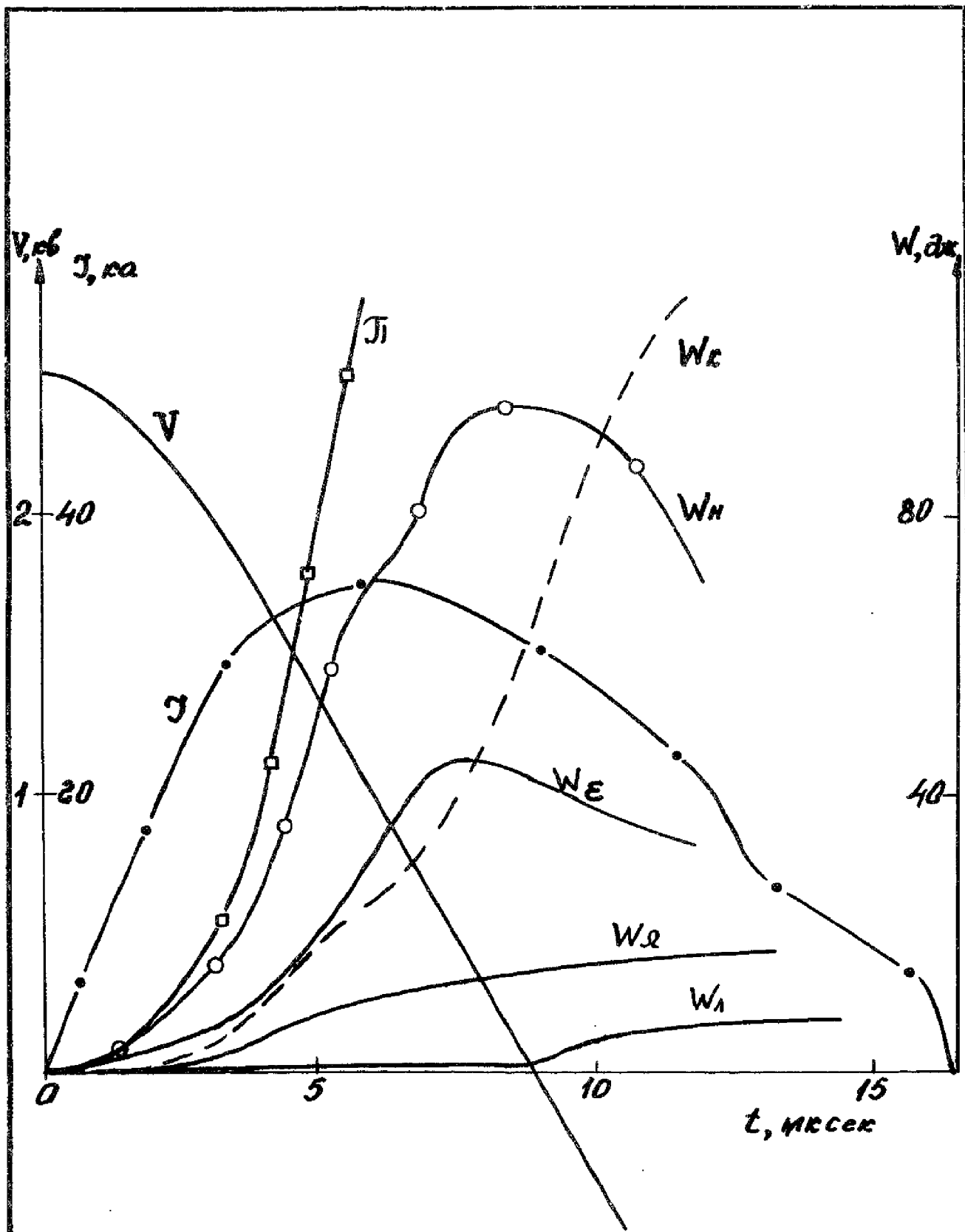
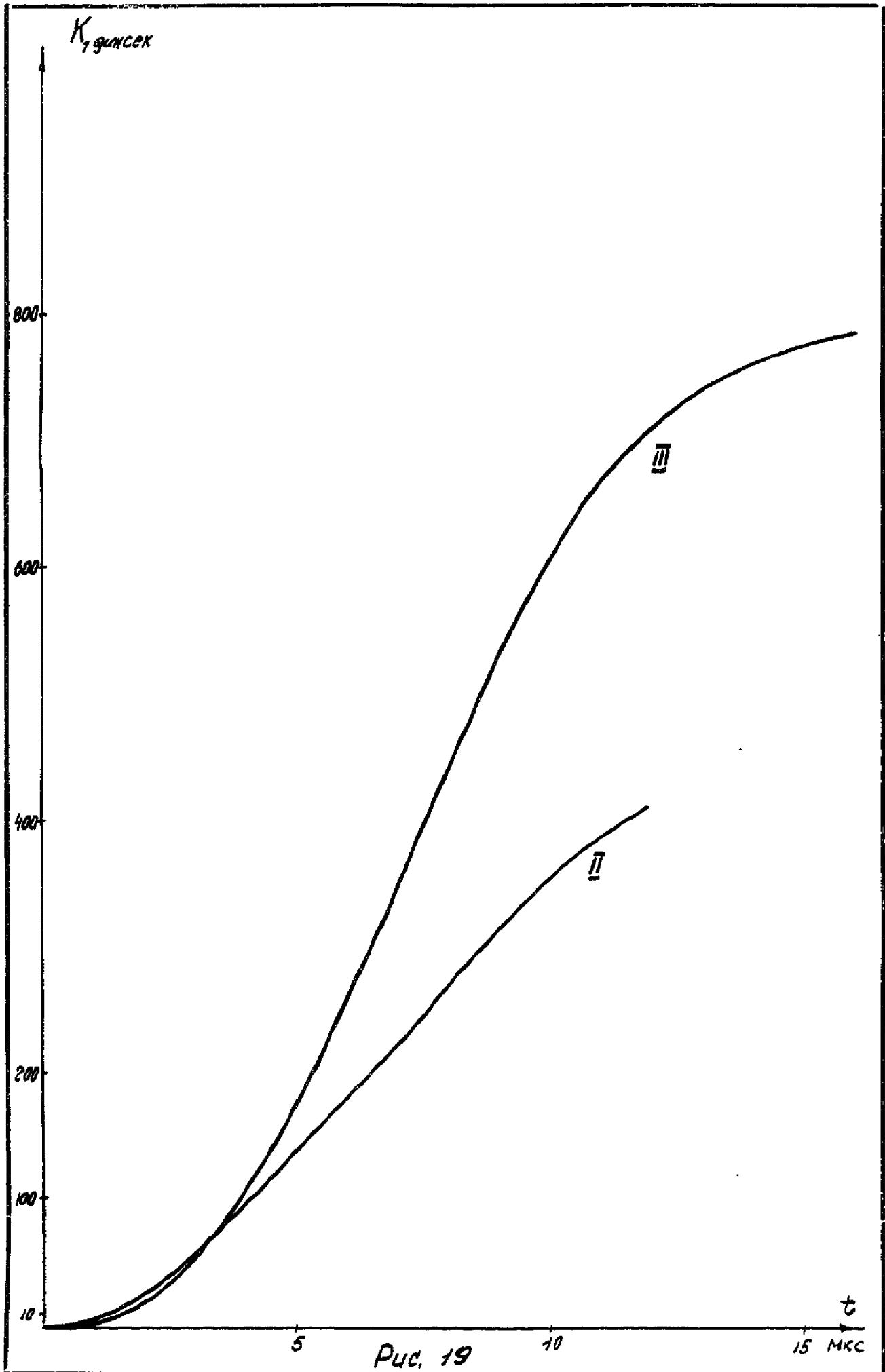


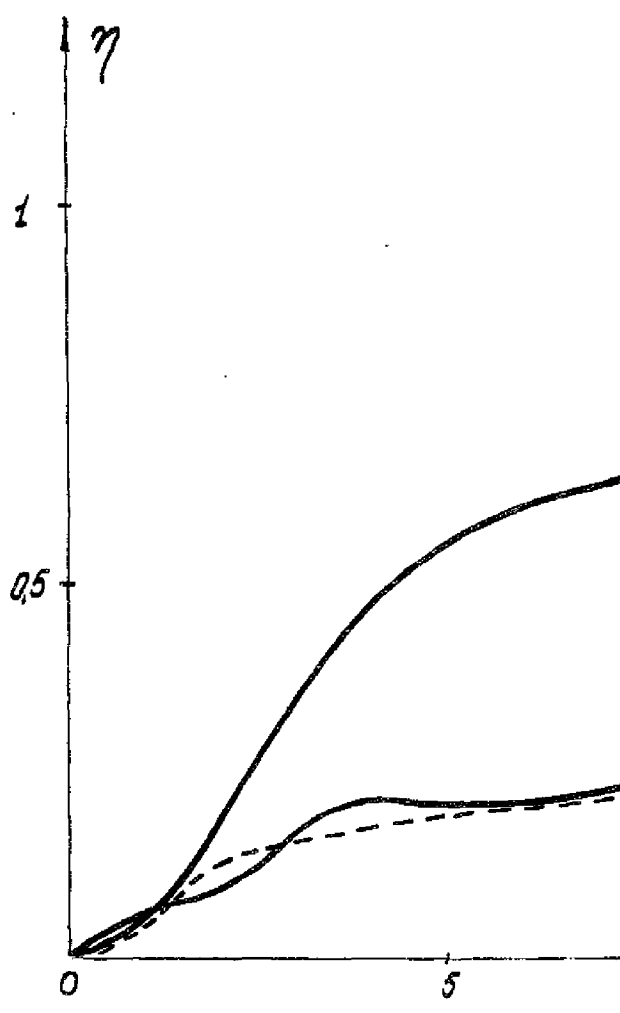
Рис. 18.

W_{L_0} растёт и превышает энергию, вкладываемую в разряд, затем эта энергия уменьшается, а $\mathcal{I}(t)$ растёт. Отметим, что абсолютная величина W_{L_0} составляет около 40% от запасаемой энергии. Временной ход эффективных индуктивности $L_{\text{эфф пл}}$ и сопротивления $Z_{\text{эфф пл}}$ такой же как в предыдущем варианте. На 1-ой мксек $L_{\text{эфф пл}}$ составляет 20 см, а к 12 мксек эта индуктивность возрастает до 270 см (напомним, что $L_0 = 200$ см). Эффективное сопротивление плазмы в этом случае после резкого падения в первые две мксек изменяется мало и составляет $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ ом.

Электромагнитная энергия \mathcal{I} , вложенная в разряд в ускорителе, в течение первых 4 мксек переходит, в основном, в энергию магнитного поля в плазме, которая растёт до 8 мксек, а затем резко уменьшается. До 8 мксек кинетическая и внутренняя энергия плазмы имеют одинаковые значения, затем из-за интенсивного разлёта и излучения $W_{\text{э}}$ падает, а $W_{\text{к}}$ растёт. Заметное излучение из плазмы начинается с 8 мксек, но его абсолютная величина невелика и не превышает нескольких процентов. Потери энергии на омический нагрев плазмы в этом варианте несколько выше, чем в предыдущем, но и здесь эта величина не превышает 5% от W_0 .

На рис. 19 приводятся кривые полного импульса ускоренной плазмы для II и III вариантов, в которых рассматриваются ускорители с близкими параметрами. Видно, что обе кривые выходят на линейный участок роста сразу же после образования последнего T-слоя, а скорость роста $K(t)$ начинает уменьшаться после прохождения максимума кривой $W_{\text{н}}(t)$. Сравнение результатов расчетов $K(t)$ для этих вариантов показывает, что увеличение





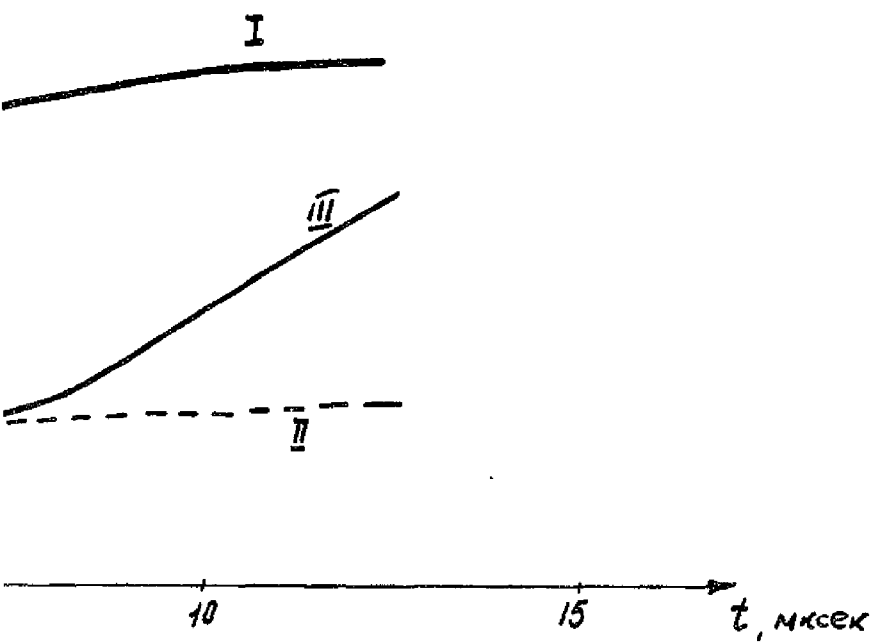


Рис. 20

времени выхода ударной волны на границу с вакуумом, т.е. увеличение времени вовлечения газа в движение, значительно снижает величину количества движения ускоренного газа, а также эффективность его разгона (см. кривые II и III на рис. 20). На величину эффективности ускорения $\eta(t)$, как показывает анализ приведенных трёх вариантов расчёта, а также других, здесь не приведённых, существенно влияет ряд параметров: величина и распределение массы газа по длине ускорителя, физические свойства газа, место инициирования разряда, электротехнические параметры разрядной цепи и ускорителя и т.д. Так, большая эффективность ускорения плазмы в I варианте расчёта (см. кривую I рис. 20) может быть объяснена как большей компактностью ускоряемой плазмы, так и значительно лучшими электрическими параметрами разрядного контура.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

I. Резюмируя результаты проведенных расчетов, следует отметить, что уточнение физических свойств среды и учёт переноса излучения не привели к принципиальному изменению картины ускорения плазмы и развития T-слоёв, полученной в части I. Основные отличия сводятся к следующему:

1) в рамках уточненной модели максимальные значения температуры в T-слоях оказываются на порядок меньше (25 ± 30 эв вместо 50 ± 400 эв, имевших место без учета излучения); наблюдается некоторое размытие T-слоев со временем,

2) значения температуры плазмы близки к наблюдаемым в соответствующих экспериментах,

3) рассчитаны потери энергии на излучение, которые по порядку величины согласуются с экспериментальными измерениями [15].

II. Помимо структуры плазменного образования (распределение плотности, скорости, температуры и др.) исследован баланс энергии в ускорителе. Рассчитано перераспределение во времени различных видов энергии: электромагнитной, внутренней и кинетической энергии плазмы и др.

III. Рассчитаны интегральные характеристики импульсного ускорителя: количество движения плазмы и эффективность процесса ускорения. Показано, что на величину эффективности ускорения существенно влияет ряд параметров: величина и распределение массы газа по длине ускорителя, физические свойства ускоряемого вещества, место инициирования разряда, электротехнические параметры разрядной цепи и ускорителя. Полученные из расчетов качественные зави-

симости эффективности разгона плазмы от параметров импульсного ускорителя хорошо согласуются с результатами экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.Филиппов.
Расчёт нестационарного ускорения плазмы в одномерном приближении. Часть I.ИПМ, препринт, 1969.
2. А.Н.Тихонов, А.А.Самарский и др. ДАН СССР, т.173, №4, 1967.
3. Н.Г.Басов, П.П.Волосевич, В.Я.Гольдин, Н.Н.Калиткин, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, Б.Н.Четверушкин.
"Численный расчет сильноточного разряда в литиевой плазме". Доклад на IX Международной конференции по явлениям в ионизированных газах, Бухарест, 1969г.
4. Н.Н.Калиткин, В.С.Рогов.
"Проводимость неидеальной плазмы". Доклад на IX Международной конференции по явлениям в ионизированных газах, Бухарест, 1969г.
5. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер.
"Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений". Физматгиз, 1963.
6. А.А.Самарский, П.П.Волосевич, М.И.Волчинокая, С.П.Курдюмов.
"Численные методы решения одномерных нестационарных задач магнитной гидродинамики".ИПМ, препринт, 1963.

7. Ю.П. Попов, А.А. Самарский.

"Полностью консервативные разностные схемы для уравнений газодинамики и магнитной гидродинамики".

ИПМ, препринт, 1969г.

8. Ю.П. Попов, А.А. Самарский.

Полностью консервативные разностные схемы,

ЖВМ и МФ, 1969, том 9, № 4, 953.

9. Р.Д. Рихтмайер.

Разностные методы решения краевых задач. М., ИИЛ, 1960.

10. Л.Д. Дегтярев, А.П. Фаворский.

Потоковый вариант метода прогонки, ЖВМ и МФ,

1967, 7, №6.

11. Л.Д. Дегтярев, А.П. Фаворский.

Потоковый вариант метода прогонки для разностных задач с сильноменяющимися коэффициентами.

ЖВМ и МФ, 1968, 8, №3.

12. В.Я. Гольдин, Б.Н. Четверушкин.

Методы расчета переноса излучения в одномерных задачах низкотемпературной плазмы. ИПМ, препринт, 1970.

13. Ю.П. Попов.

Расчет электротехнических цепей в задачах магнитной гидродинамики. ИПМ, препринт, 1969.

14. А.Ф. Никифоров, В.Б. Уваров.

Коэффициенты поглощения света в плазме. ИПМ, препринт, 1969.

15. В. А. Деревщикова, Н. В. Русаков.

Измерение лучистых потерь в импульсном плазменном ускорителе болометрическим методом. ТВТ, 1970, 8, №1, 17-21.

16. И. Ф. Кварцхава, Р. Д. Меладзе, К. В. Суладзе.

Опыты по электродинамическому ускорению плазмы. ЖТФ, 30, №3, 289. 1960.

Подписано к печати " _____ " _____ 197__ г.
№ T-16621 от " 26 " 10 1970 г. Заказ № 413 Тираж 200 экз.

Ордена Ленина институт прикладной математики
Москва, Миусская пл., 4