

Н.И.Алиновский, Ю.Е.Нестерихин,

А.И.Рогозин

## ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ ПРИ ПОМОЩИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО АНАЛИЗАТОРА ЗАРЯЖЕН- НЫХ ЧАСТИЦ ПО ЭНЕРГИИ

### А Н Н О Т А Ц И Я

Описана конструкция дифференциального анализатора электронов по энергии и дано обоснование метода измерения электронной температуры плазмы с его помощью. Проведен анализ возможных искажения энергетического спектра электронов, вносимых в процессе измерения.

На примере измерения электронной температуры  $T_e$  плазменного сгустка, генерируемого коническим индукционным источником, показано, что описываемый метод даёт правильную информацию, несмотря на свою контактность. Максимальные значения  $T_e$  достигали порядка 150-250 эв. Слабая предыонизация не даёт заметного увеличения электронной температуры, а только повышает плотность и общее количество частиц в плазменном сгустке. Ведущее магнитное поле приводит, главным образом, к увеличению направленной энергии сгустка.

Для получения непосредственной информации об энергетическом спектре электронов в плазме обычно используются метод "задерживающего потенциала" /1-3/ и метод дифференциального анализатора электронов по энергии /4,5/. Последний метод, несмотря на некоторую громоздкость аппаратуры, является более предпочтительным, так как практически не подвержен действию различных помех, вызываемых вторичной электронной и фотоэмиссией с деталей прибора, которые в методе "задерживающего потенциала" могут значительно исказить результат /6/.

В данной работе описана конструкция анализатора, дано обоснование метода измерения электронной температуры плазмы с его помощью и приведены результаты экспериментальной проверки метода.

#### Анализатор электронов по энергии

Дифференциальный электростатический анализатор заряженных частиц по энергии сделан на основе цилиндрического конденсатора (угол раствора  $127^\circ 17'$ ) /4/ и подобен описанному в работе /7/.

Расстояние между пластинами конденсатора равно  $\Delta r = 2$  см. Радиус средней траектории заряженных частиц  $r = 10$  см. Входная и выходная щели имеют ширину  $S = 0,4$  см и высоту  $h = 1$  см. Вырезаемый анализатором энергетический интервал  $\Delta E$  определяется следующим выражением:

$$\pm \Delta E = \frac{S}{r} \cdot E = 4\% E \quad (1)$$

К пластинам конденсатора прикладывается симметричное относительно корпуса напряжение  $\pm U$ . Величина анализируемой при этом энергии  $E$  дается формулой:

$$E = \frac{r}{\Delta r} q \cdot U = 5qU$$

где  $q$  - заряд электрона.

Рабочий диапазон анализатора простирается от нескольких электронвольт до десятков килоэлектронвольт.

Для регистрации заряженных частиц применяется электронный умножитель (ЭУ) типа ВЭУ-0Т-8М (с диодами из бериллиевой бронзы). На рис.1 показана зависимость относительной эффективности регистрации электронным умножителем электронов от их энергии, построенная на основе литературных данных [8-10]. Для того, чтобы рабочий участок этой зависимости был более плавным, первый диод ЭУ находится под положительным потенциалом  $U_0 = 400$  в.

Для экранирования от импульсного магнитного поля плазменных установок корпус анализатора выфрезерован из цельного куска дюралюминия (толщина стенок  $> 2$  см).

При исследовании плотных плазменных сгустков ( $n_i > 10^{13}$  см $^{-3}$ ) их обычно предварительно разрезают до относительно низких плотностей. В нашем случае это достигается с помощью конусообразной щелевой диафрагмы (ширина - 1 мм, высота - 16 мм, материал - нержавеющая сталь) и относительно длинной пролетной трубки ( $l = 40$  см). Стенки пролетной трубки экранируют расширяющуюся после прохождения диафрагмы плазму от магнитного поля установки. Перед входом в анализатор из плазмы вытягиваются (в зависимости от полярности приложенного к сетке напряжения) ионы или электроны.

Основная часть опытов проделана с "потенциальной" пролетной трубкой, в которой электроны летят, получив дополнительную энергию в сотни электронвольт, и которую они теряют перед влетом в анализатор. Скорость электронов в трубке при этом имеет порядок  $10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ , что даёт возможность при интерпретации результатов не учитывать их время пролета в трубке (из-за малости по сравнению, например, с разрешающим временем  $\tau \sim 10^{-7}$  сек регистрирующей электронной схемы).

#### Обоснование метода

Можно с достаточной степенью точности считать, что в плазменных сгустках, получаемых в современных импульсных инжекторах, средняя скорость хаотического движения электронов  $\langle v_e \rangle$  во много раз превышает среднюю скорость их направленного движения  $\langle v_n \rangle$ , которая практически совпадает со скоростью распространения сгустка [11]. Это подтверждается нашими опытами [4].

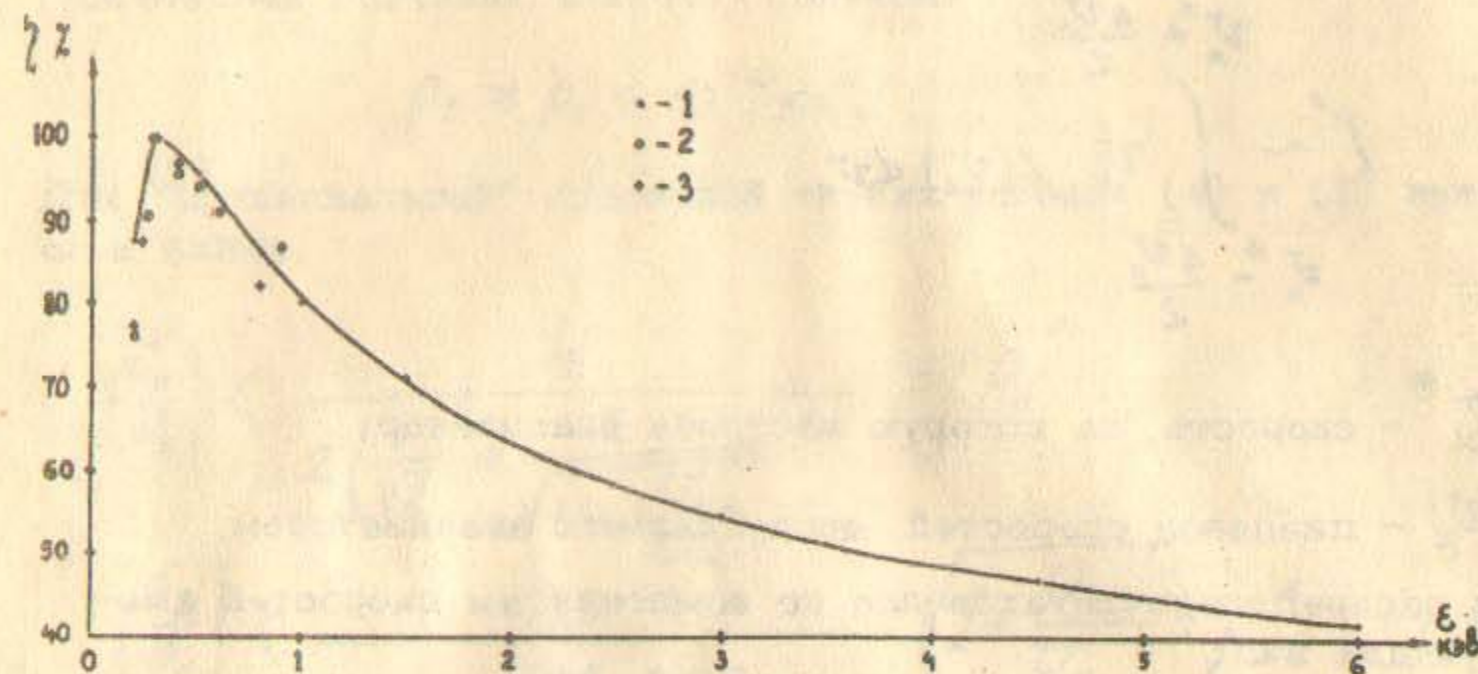


Рис.1. Относительная эффективность регистрации электронов разной энергии электронным умножителем. 1 - /8/, 2 - /9/, 3 - /10/.

Момент регистрации электронов (совпадающий практически с моментом их прихода к входной щели прибора) определяется не их скоростью ( $\langle v_e \rangle > 10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ ), а скоростью распространения плазменного сгустка ( $\langle v_n \rangle > 10^7 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ ). Таким образом, благодаря сильному неравенству  $\langle v_e \rangle > \langle v_n \rangle$  можно считать, что функции распределения  $f(v_e)$  электронов по скоростям в лабораторной и движущейся вместе с центром инерции сгустка системах координат практически совпадают.

Для упрощения дальнейших расчётов предположим, что для электронов в плазменном сгустке справедливо изотропное максвелловское распределение по скоростям. Рассмотрим в этом случае метод определения электронной температуры  $T_e$  при помощи дифференциального энергетического анализатора.

Ток электронов  $I'$  на выходе цилиндрического конденсатора пропорционален следующему выражению:

$$I' \sim \int_{v_x^* - \frac{\Delta v_x}{2}}^{v_x^* + \frac{\Delta v_x}{2}} v_x \cdot f(v_x) dv_x \quad (2)$$

где  $v_x^*$  - скорость, на которую настроен анализатор,

$\pm \Delta v_x$  - диапазон скоростей, пропускаемых анализатором.

Функция распределения Максвелла по компонентам скоростей имеет следующий вид:

$$dN_{v_x, v_y, v_z} = \frac{N}{\pi^{3/2} u_H^3} \cdot e^{-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{u_H^2}} dv_x dv_y dv_z \quad (3)$$

где  $u_H = \sqrt{\frac{2kT_e}{m}}$

( $k$  - постоянная Больцмана,  
 $m$  - масса электрона).

Направим ось  $X$  вдоль направления распространения плазменного сгустка, а оси  $Y$  и  $Z$  - соответственно параллельно и перпендикулярно образующей цилиндрического конденсатора. В этом случае максимальные значения скоростей по осям  $Y$  и  $Z$ , имея которые электрон еще может войти в цилиндрический конденсатор, будут связаны со скоростью вдоль оси  $X$  следующими геометрическими соотношениями:

$$\left| \frac{v_y}{v_x} \right| \leq \frac{h}{2(l + \frac{r}{\sqrt{2}})} = \rho_1; \quad (4)$$

$$\left| \frac{v_z}{v_x} \right| \leq \frac{s}{2l} = \rho_2; \quad (5)$$

Подставляя значения величин, получим:

$$\rho_1 \approx \rho_2 \approx 10^{-2} \ll 1$$

Для "потенциальной" пролетной трубки условия (4) и (5) запишутся в виде:

$$\left| \frac{v_y}{v_x} \right| < \frac{h}{2 \left( \frac{r}{\sqrt{2}} + \frac{l}{\sqrt{1 + \frac{U_{yck}}{U_H}}} \right)} = \rho_1' \quad (4^1)$$

$$\left| \frac{v_z}{v_x} \right| < \frac{s}{2l} \sqrt{1 + \frac{U_{yck}}{U_H}} = \rho_2' \quad (5^1)$$

где  $U_{yck}$  - ускоряющий потенциал,

$U_H$  - потенциал, соответствующий начальной энергии электрона. Однако и здесь, например, при  $\frac{U_{yck}}{U_H} \approx 10^{+2}$

$$\rho_1' \approx 2,5 \cdot 10^{-2} \ll 1; \quad \rho_2' \approx 4 \cdot 10^{-2} \ll 1$$

Используя эти условия, находим функцию распределения электронов, вошедших в цилиндрический конденсатор, по  $X$ -ой компоненте скорости:

$$dN_{v_x} = \frac{N}{\pi^{3/2} u_H^3} \int_{-v_x \rho_1'}^{v_x \rho_1'} e^{-\frac{v_y^2}{u_H^2}} dv_y \int_{-v_x \rho_2'}^{v_x \rho_2'} e^{-\frac{v_z^2}{u_H^2}} e^{-\frac{v_x^2}{u_H^2}} dv_z \quad (6)$$

Для нахождения интегралов в (6) можно воспользоваться разложением в ряд интеграла вероятности [12]

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\varphi} e^{-t^2} dt = \left[ 1 - \frac{\varphi^2}{1 \cdot 3} + \frac{\varphi^4}{2 \cdot 5} - \frac{\varphi^6}{3 \cdot 7} + \dots \right] \quad (7)$$

из которого видно, что при  $\varphi < 1$  достаточно воспользоваться лишь первыми членами.

Предположим, что в нашем случае

$$\varphi = \frac{v_x}{u_H} \cdot \rho = \frac{1}{2}$$

Это будет соответствовать отношению скоростей  $\frac{v_x}{u_H} \approx 10^2$ , и соответственно отношению энергий  $\frac{E_x}{kT_e} \approx 10^4$ , которое означает, что этим приближением можно пользоваться для регистрируемых частиц с энергией порядка  $10^4 kT_e$ . Так как таких частиц в случае максвелловского распределения относительно мало, то наше приближение можно считать в этом случае достаточно обоснованным и воспользоваться лишь первым членом разложения (7).

Из (8) получаем:

$$dN_{v_x} = \frac{4N}{\pi^{3/2} u_H} \cdot \rho_1' \cdot \rho_2' \left( \frac{v_x}{u_H} \right)^2 \cdot e^{-\frac{v_x^2}{u_H^2}} dv_x \quad (8)$$

- по виду это распределение аналогично распределению электронов по абсолютным значениям скоростей. Запишем выражение (2) для тока и перейдем к переменным по энергии:

$$I' \sim \int_{v_x^* - \frac{\Delta v}{2}}^{v_x^* + \frac{\Delta v}{2}} \left( \frac{v_x}{u_H} \right)^3 \cdot e^{-\frac{v_x^2}{u_H^2}} dv_x \sim \int_{E^* - \frac{\Delta E}{2}}^{E^* + \frac{\Delta E}{2}} \left( \frac{E}{kT_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT_e}} \frac{dE}{\sqrt{E}}$$

Учитывая (1) и применяя теорему о среднем, можем записать

$$I' = \frac{I}{2} \sim \sqrt{E} \left( \frac{E}{kT_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT_e}} \quad (9)$$

где  $I$  - выходной ток ЭУ, пропорциональный амплитуде сигнала на осциллограммах,  $\frac{1}{2}$  - относительная эффективность регистрации электронов данной энергии (см. рис. 1). Исследуя (9) на экстремум, находим, что  $I'$  макс. должен наблюдаться при  $E^* = 2kT_e$

Этот факт может быть положен в основу быстрого определения электронной температуры  $kT_e$ .

Более точно  $kT_e$  можно найти из наклона прямой, выражающей следующую зависимость:

$$\ln \frac{I}{\sqrt{E^2}} = -\frac{E}{kT_e} + \ln C \quad (10)$$

где  $C$  - произвольная постоянная. Если в опыте эта зависимость не будет выражаться в виде прямой, то можно сделать вывод, что или наше первоначальное предположение об изотропной максвелловской функции распределения неверно, или происходит искажение энергетического спектра электронов, например, в результате их взаимодействия с подложкой из нейтрального газа, образующейся перед разрезающей диафрагмой.

Рассмотрим другой предельный случай - случай сильной анизотропии максвелловской функции распределения электронов по скорости, который, вообще говоря, менее реален, чем первый. Тем не менее его стоит рассмотреть, так как он даёт верхний предел температуры.

Пусть  $\left| \frac{v_y}{v_x} \right| \leq \rho_1'$  и  $\left| \frac{v_z}{v_x} \right| \leq \rho_2'$  для всего диапа-

зона скоростей  $v_x$ . Это будет практически выполняться, когда поперечная температура (вдоль осей  $Y$  и  $Z$ ) пренебрежимо мала по сравнению с продольной температурой (вдоль оси  $X$ ). В этом случае в выражении (2) можем воспользоваться максвелловской функцией распределения электронов по скоростям вдоль оси  $X$  (оба интеграла в (6) будут равны  $\sqrt{\pi} \cdot u_H$ ).

$$dN_{v_x} = \frac{N}{\sqrt{\pi} u_H} e^{-\frac{v_x^2}{u_H^2}} dv_x \quad (11)$$

Проделав аналогичные предыдущим выкладки придём к следующему выражению для тока:

$$I' = \frac{I}{2} \sim \sqrt{E} \cdot \sqrt{\frac{E}{kT_e}} \cdot e^{-\frac{E}{kT_e}} \quad (12)$$

Исследуя это выражение на экстремум, находим, что  $I'$  макс. будет наблюдаться при  $E^* = kT_e$ . Более точно температуру можно определить по наклону прямой, выражающей зависимость:

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{E}{kT_e} + \ln C \quad (13)$$

где  $C$  — произвольная постоянная.

Сделаем некоторое резюме. Если по нашим предположениям в исследуемой плазме должно установиться максвелловское распределение электронов по скоростям, то строя графики зависимостей (10) и (13) для каждого момента времени, мы можем определить, к какому предельному случаю относится данный случай и, соответственно, электронную температуру плазмы. Однако, если "бедная" статистика не даёт возможности отдать предпочтение какому-нибудь одному из рассмотренных случаев, то можно лишь утверждать, что

$$E^* \geq kT_e \geq \frac{E^*}{2}$$

где  $E^*$  — энергия, при которой наблюдается максимальная амплитуда сигнала с ЭУ.

Следует отметить, что зависимости (10) и (13) из-за своего логарифмического характера очень слабые, и поэтому малочувствительны к флуктуациям величины тока электронов, возникающим, например, в результате нестабильности работы плазменной установки. Поэтому, если наблюдается четкое отступление от прямолинейности графиков зависимостей (10) и (13), то его можно смело связать с видом функции распределения электронов по скоростям (если при этом есть уверенность, что она сильно не искажается в процессе измерения).

#### Анализ возможных искажений энергетического спектра электронов, вносимых при измерении

Основным источником искажений энергетического спектра электронов, по-видимому, является "подушка" из нейтрального газа, образующаяся перед разрежающей диафрагмой при взаимодействии с ней плазменного сгустка.

При ударе сгустка о металлическую мишень происходит десорбция адсорбированного газа, поверхностная плотность которого на непрогретаемых металлических поверхностях может достигать значения  $\sim 5 \cdot 10^{15} \frac{\text{част}}{\text{см}^2}$  /13/ (около 10 монослоев). В случае при-

менения для откачки паромасляных насосов крупным поставщиком газа является плёнка углеводородов — продуктов крекинга масел /14/. Количество углеводородов, сбиваемых, например, ионным пучком, указывает, что первоначальный сорбированный слой является полимолекулярным /14/.

Максимальная толщина,  $n_0 \cdot x$  ( $n_0$  — плотность газа,  $x$  — размер газового облака вдоль пути электрона) газовой "подушки", по-видимому, может достигать значений  $10^{16} - 10^{17} \frac{\text{част}}{\text{см}^2}$  в зависимости от типа и методов предварительной обработки металлической поверхности, подвергающейся удару плазменного сгустка.

Основными компонентами массового состава газа являются различные углеводороды,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  /14/ /15/, атомов материала мишени практически не наблюдается — коэффициенты катодного распыления металлов приблизительно на два порядка меньше коэффициента распыления ионами водорода адсорбированных плёнок /14/, /15/.

Основным процессом, ведущим к десорбции газа, является ионная бомбардировка /15/. Согласно работе /14/, газоотдача поверхности из нержавеющей стали, не подвергавшейся прогреву, при бомбардировке пучком дейтронов ( $E=20$  кэВ), превышает  $2 \frac{\text{молекулы}}{\text{ион}}$ .

В других работах /15/ газоотдача "грязных" металлических поверхностей под действием ионной бомбардировки в широком интервале энергии бомбардирующих частиц достигает  $10 \frac{\text{молекул}}{\text{ион}}$ . Эта

цифра лучше согласуется с опытами по измерению плотности нейтрального газа вблизи металлической преграды при ударе о неё плазменного сгустка /16/.

Вообще говоря, образующуюся "подушку" нельзя назвать чисто газовой, так как большая доля энергии плазменного сгустка идёт на её ионизацию и нагрев. Вероятно она должна состоять из низкотемпературной плазмы со степенью ионизации, по-видимому, не превышающей 10%.

При прохождении "подушки" электроны будут рассеиваться, а также терять свою энергию на ионизацию и возбуждение атомов газа. Все эти процессы сильно зависят от энергии электронов в интересующем нас диапазоне энергий (от единиц до сотен электронвольт), что, собственно говоря, и приводит к искажению спектра.

Учитывая то, что угловая апертура анализатора очень мала ( $2d \approx 10^{-2}$  рад), можем для выяснения роли рассеяния на нейтральном газе в искажении спектра воспользоваться полным эффективным сечением  $\sigma_{pe}$  соударения электронов в водороде, измеренным Рамзауэром [17]. Это сечение будет, вообще говоря, несколько завышенным, так как оно включает в себя и сечение неупругих соударений без рассеяния на угол, превышающий апертурный. Однако относительный вклад сечения неупругих соударений (оно по порядку величины равно сечению ионизации атома электронным ударом) в полное сечение становится заметным лишь при энергиях электронов в сотни электронвольт, так что им можно пренебречь.

Воспользовавшись формулой Резерфорда для дифференциального сечения рассеяния заряженных частиц, можно рассчитать сечение рассеяния  $\sigma_{p(i+e)}$  электронов на электронах и ионах плазменной "подушки" на угол, превышающий апертурный. На основе этого расчёта на рис.2 построена зависимость толщины плазменной мишени  $N_i^* = (n_i + n_e) \lambda = \frac{1}{\sigma_{p(i+e)}} \sim E^2$

от энергии электрона, пройдя которую он испытает в среднем одно рассеяние на угол, превышающий апертурный. На этом рисунке показана такая же зависимость и для толщины нейтральной мишени  $N_n^* = n_n \cdot \lambda = \frac{1}{\sigma_{pn}} \sim E$ , понимаемая в том же смысле и построенная на основе данных Рамзауэра [17]. Для нашей установки  $N_i^*$  на два порядка меньше, чем  $N_n^*$ , поэтому, если степень ионизации плазмы в "подушке" не ниже 1%, то можно сделать вывод, что основную роль в искажении энергетического спектра электронов, ведущего, как легко понять, к завышению температуры, играет их рассеяние на заряженных частицах в "подушке". Искажениями спектра в результате потери энергии электронами на ионизацию газа (соответствующая толщина нейтральной мишени  $(n_n \cdot \lambda)_u = \frac{1}{\sigma_u}$  из Н и Н<sub>2</sub> также показана

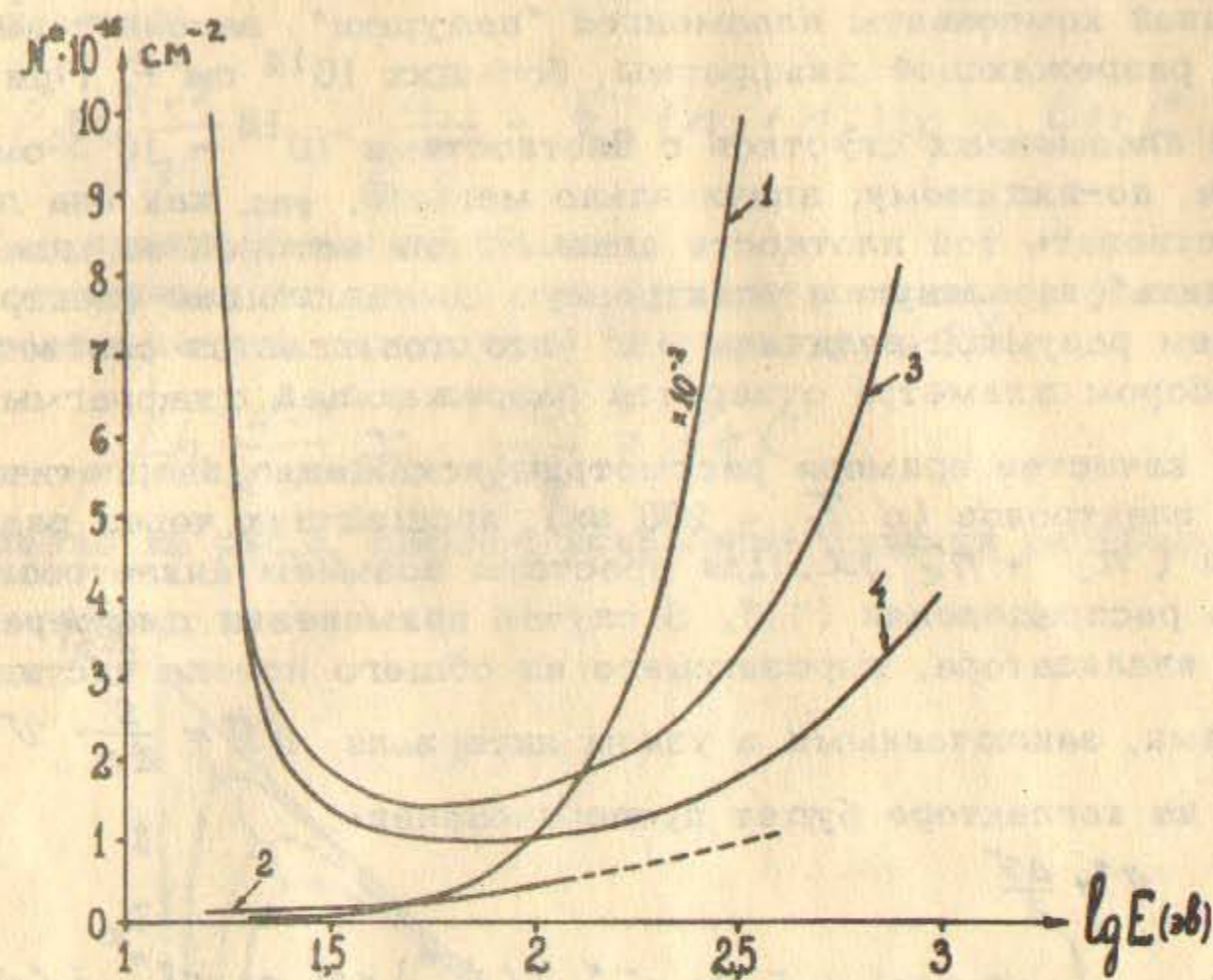


Рис.2. Зависимости  $N_i^* - 1$ ,  $N_n^* - 2$  и  $(n_n \lambda)_u$  в атомном 3 и молекулярном 4 водороде от энергии электронов (объяснение в тексте).

на рис.2), практически всегда можно пренебречь.

"Подушка" из низкотемпературной плазмы, возникающая перед разрезающей диафрагмой, по-видимому, играет меньшую роль в искажении энергетического спектра электронов, чем та её часть, которая заполняет отверстие разрезающей диафрагмы. Действительно, в первом случае на диафрагму налетает широкий поток плазмы, и поэтому имеется большая вероятность того, что на смену ушедшим в результате однократного или многократного рассеяния из пучка электронам, придут другие, рассеянные таким же образом из его периферийной области. Во втором случае начальное поперечное сечение пучка ограничено площадью отверстия диафрагмы, и рассеяние приводит к более сильному ослаблению пучка.

Как видно из рис.2, заметное искажение энергетического спектра электронов должно наблюдаться при толщинах  $(n_i + n_e)x$  заряженной компоненты плазменной "подушки", заполняющей отверстие разрезающей диафрагмы, больших  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ . При исследовании плазменных сгустков с плотностями  $10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$  эта величина, по-видимому, значительно меньше, так как она должна соответствовать той плотности плазмы, при которой её можно "расташить" на ионную и электронную составляющие электрическим полем разумной величины /6/ (это достигается соответствующим выбором диаметра отверстия разрезающей диафрагмы).

В качестве примера рассмотрим искажение энергетического спектра электронов (с  $T_e = 200 \text{ эВ}$ ), прошедших через различные толщины  $(n_i + n_e)x$ . Для простоты возьмем анизотропную функцию распределения (11). В случае применения дифференциального анализатора, вырезающего из общего потока частицы со скоростями, заключенными в узком интервале  $\Delta v = \frac{S}{2r} v^*$ , ток  $I$  на коллекторе будет пропорционален:

$$I(v^*) \sim \int_{v^* - \frac{\Delta v}{2}}^{v^* + \frac{\Delta v}{2}} v \cdot f(v) dv \approx v^* \cdot f(v^*) \Delta v \sim v^{*2} \cdot f(v^*)$$

где  $v^*$  - скорость частиц, на которую настроен анализатор. Таким образом

$$f(v^*) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dv} \sim \frac{I(v^*)}{v^{*2}} \quad (14)$$

При прохождении электронов через рассеивающую мишень с толщиной  $(n_i + n_e)x$  их ток ослабляется следующим образом (в предположении однократности рассеяния):

$$I = I_0 \cdot e^{-\sigma_p (n_i + n_e)x}$$

учитывая (14) получаем:

$$\frac{dN}{dv} \left\{ (n_i + n_e)x, v^* \right\} = \frac{dN}{dv} (0, v^*) e^{-\sigma_p (n_i + n_e)x}$$

Степень искажения функции распределения электронов по скоростям удобно видеть по отклонению от прямой графиков следующих зависимостей:

$$\ln \frac{dN}{dv} = -\frac{E}{kT_e} - \sigma_p (n_i + n_e)x + \ln C \quad (15)$$

где  $C$  - произвольная постоянная.

Если отклонения от прямой малы, то по котангенсу угла наклона можно определить кажущуюся температуру  $kT_e'$ :

$$\ln \frac{dN}{dv} \approx -\frac{E}{kT_e'} + \ln C$$

Как видно из рис.3, сильное искажение функции распределения

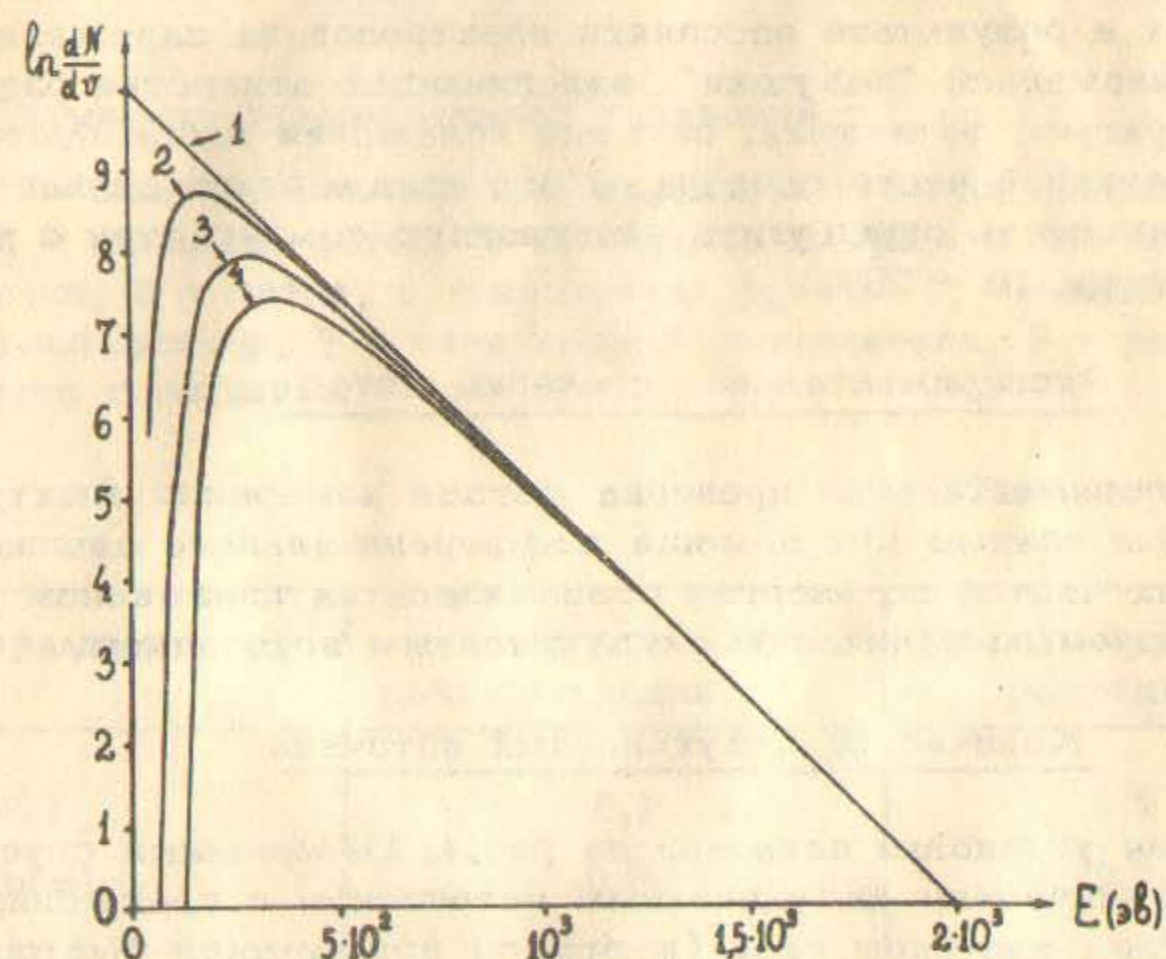


Рис.3. Искажение зависимости  $\ln \frac{dN}{dv} = F(E)$  при прохождении электронов через плазменную "подушку" с разной толщиной заряженной компоненты  $(n_i + n_e)x$

1 - 0, 2 -  $10^{+14} \text{ см}^{-2}$ , 3 -  $5 \cdot 10^{+14} \text{ см}^{-2}$ , 4 -  $10^{15} \text{ см}^{-2}$ .



электронов по скоростям наблюдается для той области энергий, в которой  $(n_i + n_e)x \geq N_i^*$ . При  $(n_i + n_e)x > 2N_i^*$  происходит практически полная отсечка сигнала - этот факт можно использовать для экспериментального определения  $(n_i + n_e)x$ . Независимо от величины  $(n_i + n_e)x$  электронную температуру можно найти по котангенсу наклона прямой (15) для области энергий, в которой  $(n_i + n_e)x < N_i^*$ . Изменение наклона прямой (15) в диапазоне энергии, в котором  $(n_i + n_e)x \approx (0,1 - 0,5)$  даёт кажущееся увеличение температуры не более, чем на 10 - 20% (см.рис.3).

Таким образом, проведенный анализ возможных искажений функции распределения электронов по скоростям в процессе измерения показал, что, во-первых, основные искажения, по-видимому, происходят в результате рассеяния электронов на заряженной компоненте плазменной "подушки", заполняющей отверстие разрезающей диафрагмы, во-вторых, сильные искажения наблюдаются для малоэнергетичной части спектра, а его высокоэнергичная часть даёт возможность определить электронную температуру с точностью, не хуже 10 - 20%.

#### Экспериментальная проверка метода

Экспериментальная проверка метода измерения электронной температуры плазмы при помощи дифференциального анализатора заряженных частиц по энергии проводилась на плазменном сгустке, генерируемым коническим индукционным источником.

#### Конический индукционный источник

Схема установки показана на рис.4. Плазменный сгусток создавался коническим индукционным источником с предыонизацией и импульсным напуском газа (водород) при помощи быстродействующего электродинамического клапана. Расстояние от клапана до центра конического витка 300 мм. Плазма создавалась в стеклянной трубе ( $\varnothing 90$  мм) при разряде малоиндуктивных конденсаторов на витки предыонизации и основного разряда. Основные параметры разрядных цепей приведены в таблице 1, где С - ёмкость, Т - период разряда,  $l$  - ширина витка. Половинный угол раствора конуса основного витка составляет  $90^\circ$ , расстояние между центрами витков - 15 см.

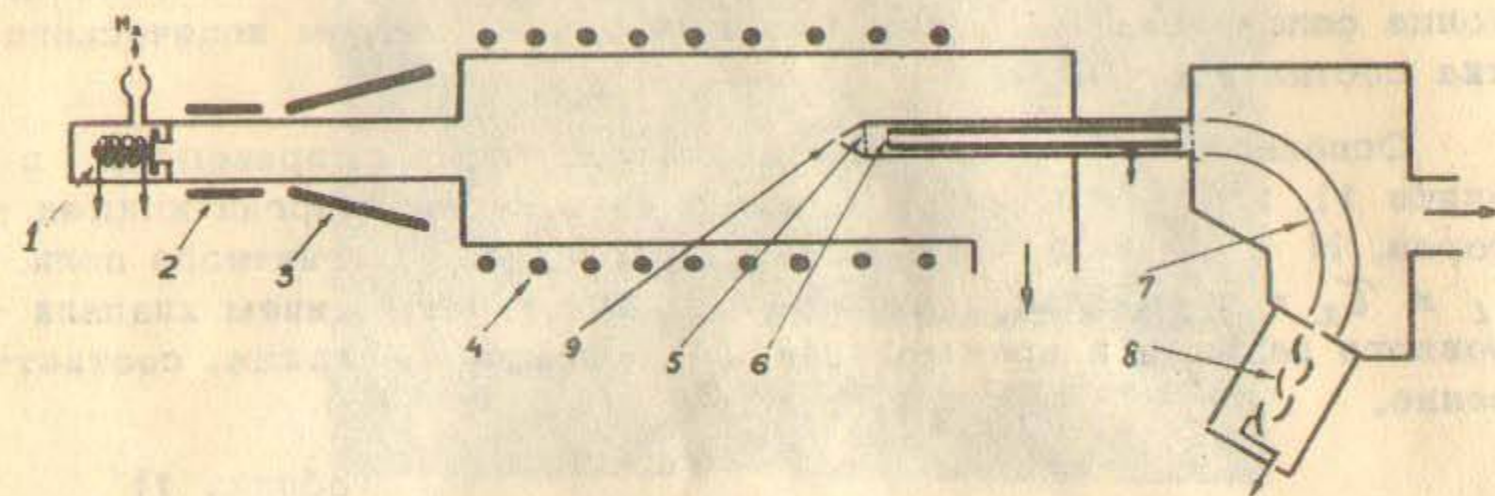


Рис.4. Схема экспериментальной установки.

1 - электродинамический клапан, 2 - виток предыонизации, 3 - основной виток, 4 - катушка ведущего магнитного поля, 5 - сетка, 6 - пролётная трубка, 7 - цилиндрический конденсатор, 8 - электронный умножитель, 9 - разрезающая диафрагма.

Таблица 1

| Параметр  | Цепь предыонизации | Цепь основного разряда |
|-----------|--------------------|------------------------|
| С (мкф)   | 0,1                | 1,2                    |
| Т (мксек) | 0,95               | 2,1                    |
| $l$ (см)  | 5                  | 2                      |

Чтобы исключить взаимодействие плазменного сгустка со стенками плазмопровода, он впрыскивался в камеру (нержавеющая сталь)

большого диаметра ( $\varnothing 200$  мм), находящуюся в квазистационарном магнитном поле ( $H \leq 1$  кэ,  $T \approx 350$  мксек).

Входная щель пролётной трубки анализатора устанавливалась в конце соленоида. Расстояние между ней и центром конического витка составляло 50 см.

Основные параметры исследованных режимов приведены в таблице 11, где  $U$  и  $W$  - напряжение и запас энергии конденсаторов,  $H$  - напряжённость квазистационарного магнитного поля,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  - временная задержка между срабатыванием клапана - основного разряда и предыонизации - основного разряда, соответственно.

Таблица 11

| Режим | Предыонизация |            |                  | Осн.разряд |            | (кэ)<br>$H$ | (мксек)<br>$\tau_1$ |
|-------|---------------|------------|------------------|------------|------------|-------------|---------------------|
|       | $U_1$ (кв)    | $W_1$ (дж) | $\tau_2$ (мксек) | $U_2$ (кв) | $W_2$ (дж) |             |                     |
| A1    | 20            | 20         | 15               | 30         | 540        | 1           | 300                 |
| A2    | 0             | 0          | 0                | 20         | 240        | 0           | 300                 |
| A3    | 20            | 20         | 4                | 30         | 540        | 0           | 300                 |
| A4    | 20            | 20         | 4                | 30         | 540        | 1           | 300                 |
| A5    | 0             | 0          | 0                | 30         | 540        | 1           | 300                 |
| B1    | 0             | 0          | 0                | 30         | 540        | 0           | 400                 |
| B2    | 20            | 20         | 20               | 30         | 540        | 0           | 400                 |
| B3    | 0             | 0          | 0                | 20         | 240        | 0           | 400                 |
| B4    | 20            | 20         | 20               | 30         | 540        | 1           | 400                 |

Контроль за последовательностью срабатывания элементов схемы источника осуществлялся по осциллограммам сигналов, наведенных на индукционный датчик. Одна из таких осциллограмм приведена на рис.5.

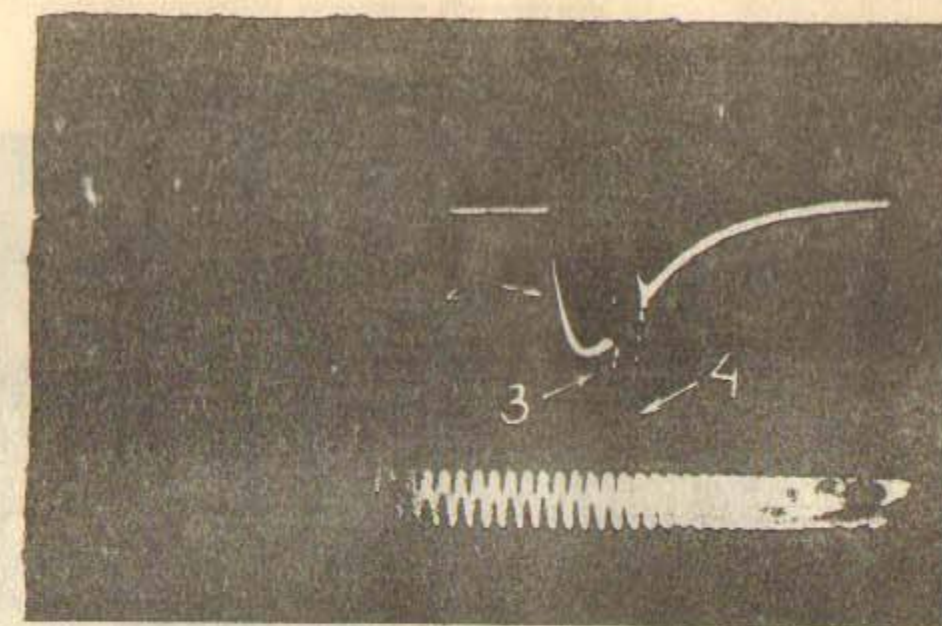


Рис.5. Осциллограмма сигнала с индукционного датчика. Срабатывание: 1 - электродинамического клапана, 2 - ведущего магнитного поля, 3 - предыонизации, 4 - основного разряда. Частота калибровки 100 кгц.

К выходу электронного умножителя подключалась интегрирующая цепочка ( $RC = 0,3$  мксек), чтобы сгладить осциллограммы "взъерошенные" в результате регистрации большого количества одиночных электронов.

#### Экспериментальные результаты

На рис.6 приведены осциллограммы сигналов с ЭУ для режима A1, характеризующегося малой плотностью напускаемого газа ( $\tau_1 = 300$  мксек). Наиболее поздние сигналы, как видно из осциллограмм на рис.7, полученных при помещении части пролётной трубки в поперечное магнитное поле, убирающее электроны, обусловлены регистрацией отрицательных ионов, образующихся, по-видимому, при прохождении положительных ионов через "подушку" нейтрального газа на входе пролётной трубки.

На рис.8 приведены результаты обработки осциллограмм для нескольких моментов времени по описанной методике. Соответствующие моменты времени отмечены на рис.6 цифрами на осциллограмме калибровки времени. Каждая экспериментальная точка получена в результате усреднения по 3-5 сериям измерений. Для начальных

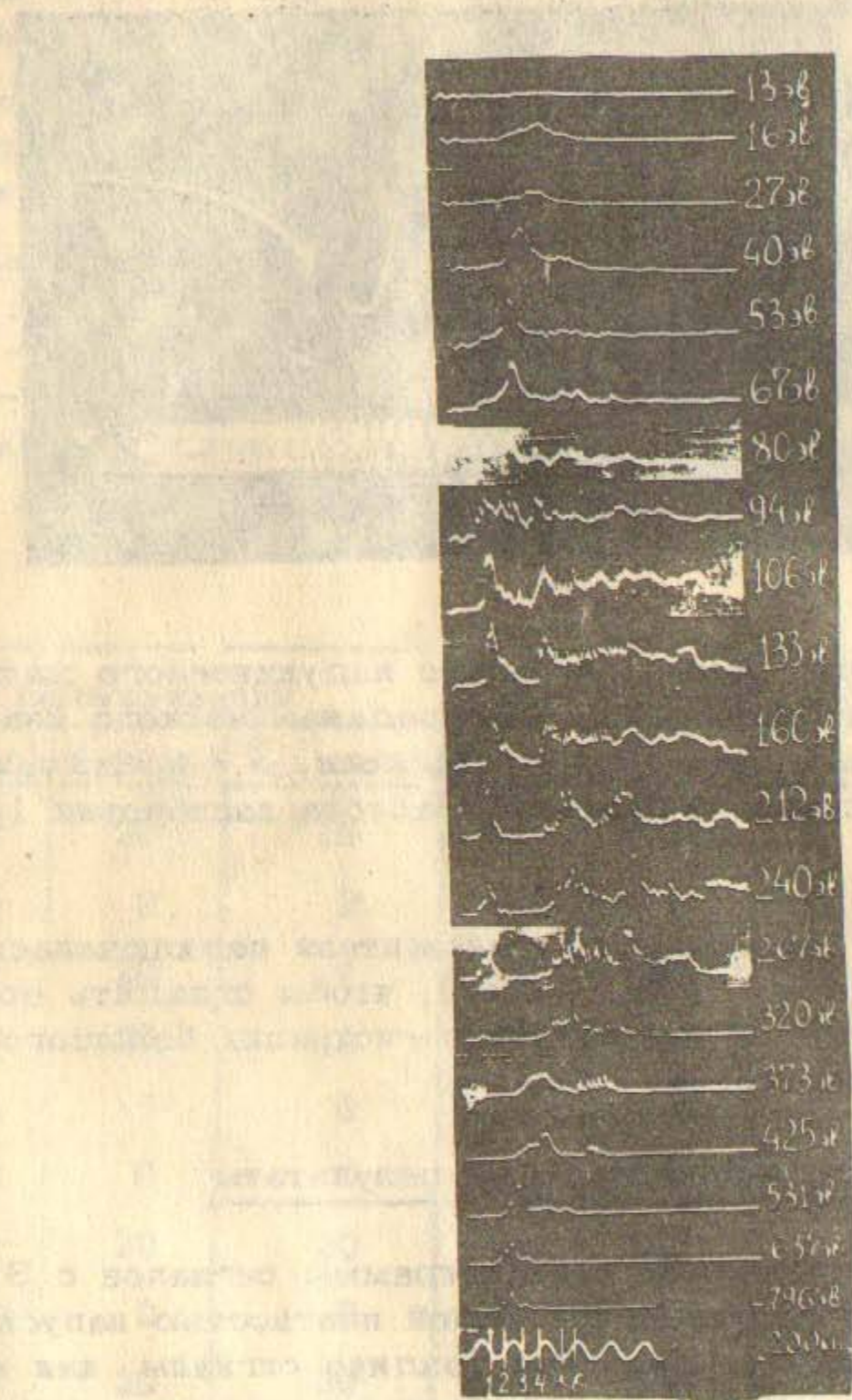


Рис.6. Осциллограммы сигнала с ЭУ от электронов и ионов разной энергии (режим А1). Задержка развертки от начала основного разряда  $\Delta t = 15$  мксек.

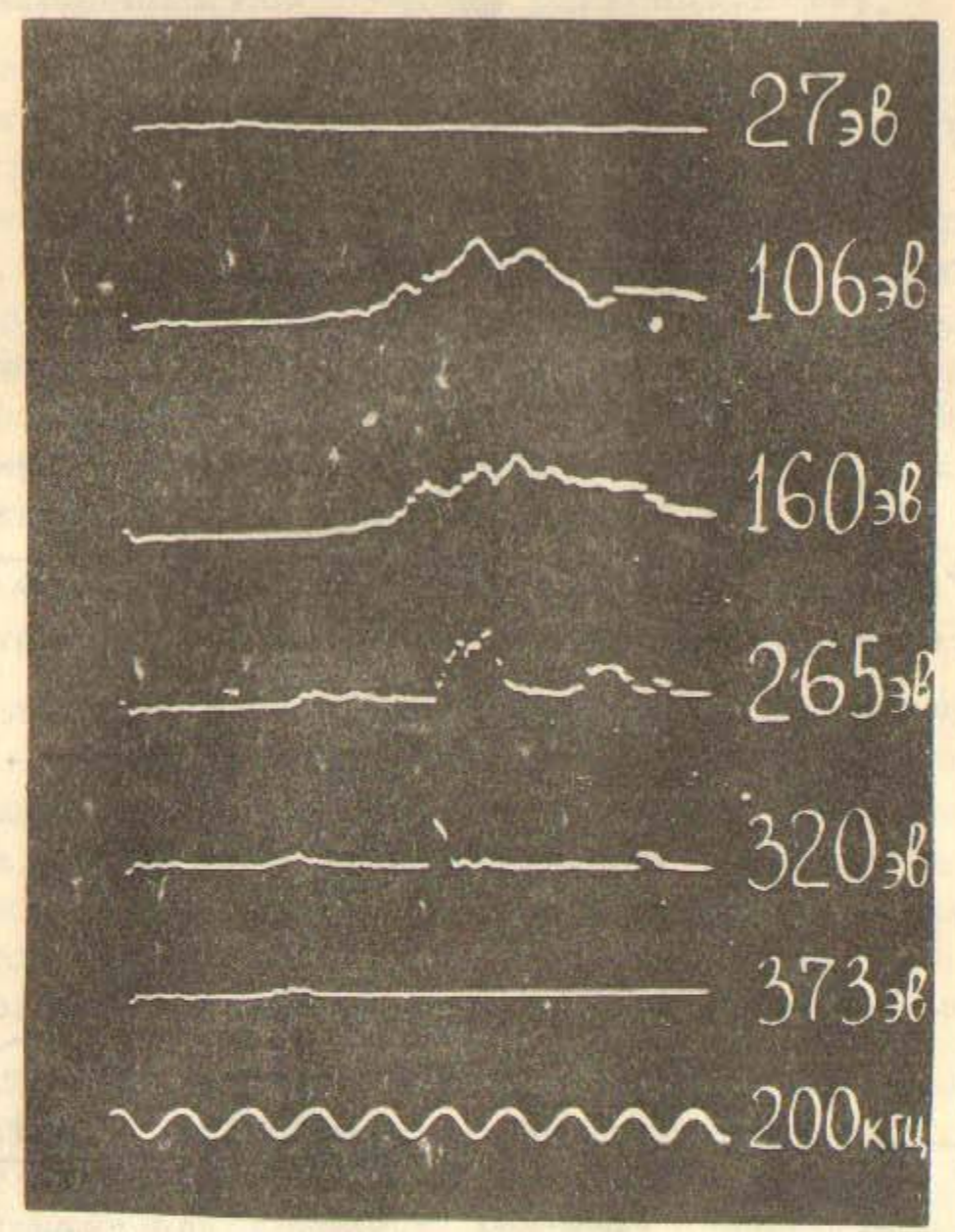


Рис.7. Осциллограммы сигналов с ЭУ от отрицательных ионов разной энергии (режим А1).

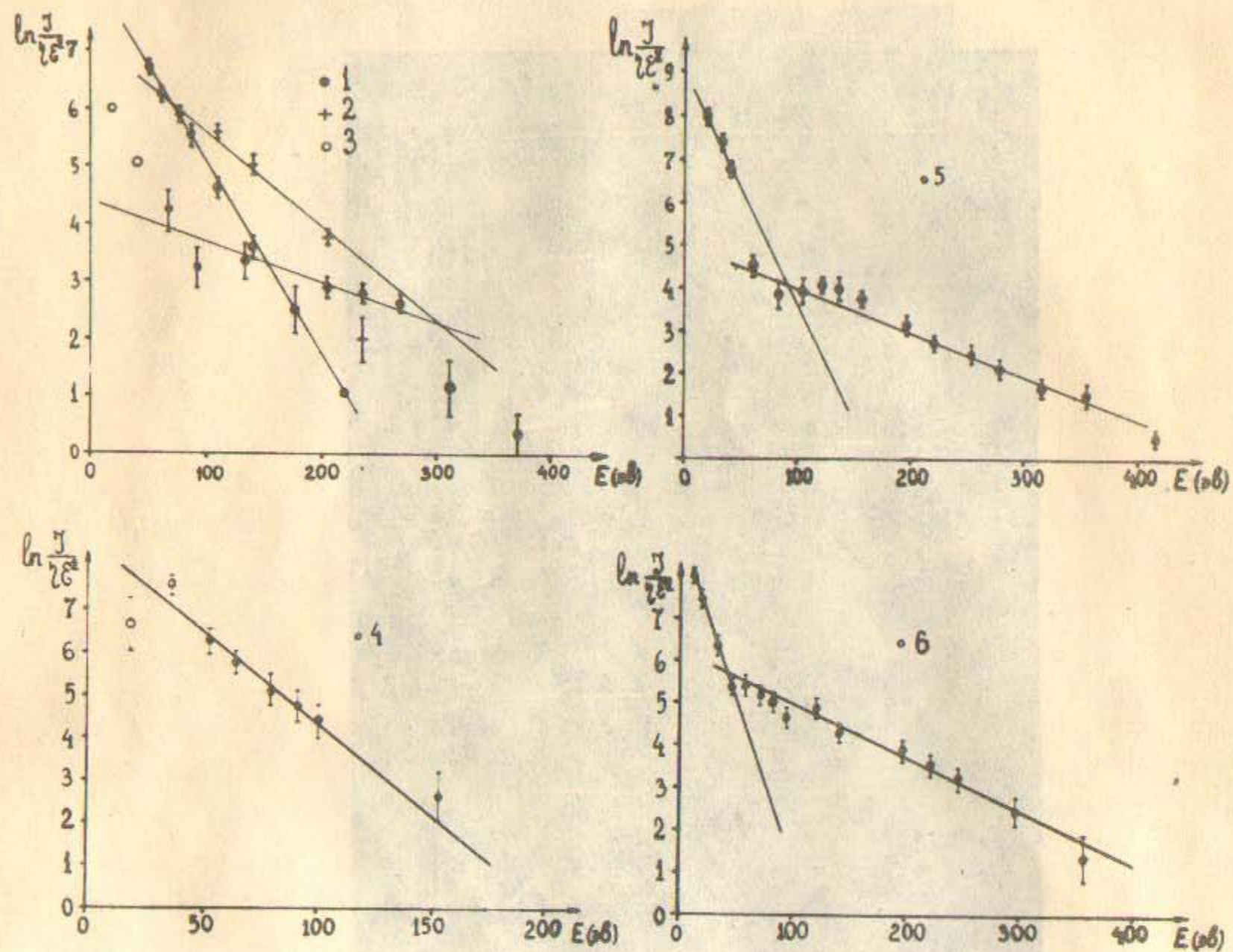


Рис.8. Зависимость величины  $\ln \frac{I}{E^2}$  от энергии электронов (режим А1).

моментов времени экспериментальные точки ложатся на прямую лишь на среднем участке исследуемого диапазона энергий, для больших и малых энергий они, как правило, располагаются ниже прямой, что можно объяснить гауссовым видом функции распределения электронов по энергии. Для более дальних участков плазменного сгустка характерно максвелловское распределение электронов по скоростям — экспериментальные точки достаточно хорошо

ложатся на прямую, котангенс наклона которой даёт температуру. (Все построения рис.8 велись в предположении изотропной максвелловской функции распределения).

Наблюдаемые изломы прямой можно объяснить присутствием в данной части сгустка двух плазменных областей с сильно различающимися электронными температурами. На рис.9 показаны распределения электронной температуры по длине сгустка для режимов А1, А3, А4, А5. Предыонизация слабо влияет на электронную температуру сгустка, но значительно повышает плотность и общее количество частиц в нём (усиление сигнала в этом случае было в полтора раза меньше). Сделанный вывод подтверждается опытами по ослаблению нейтральных пучков водорода и гелия /18/ на плазменном сгустке этого источника.

С уменьшением напряжения на конденсаторе основного разряда электронная температура сгустка резко падает (см.рис.10б).

Режимы Б1 — Б4 с большой плотностью напускаемого газа ( $\tau_1 = 400$  мксек) характеризуются другой структурой генерируемого плазменного сгустка: во-первых, не наблюдается образования форсгустка, во-вторых, заметно падает направленная энергия частиц (см.рис.10), что видно по более позднему времени прихода их в анализатор. Головная часть сгустка обладает при этом довольно высокой температурой электронов  $T_e = 150 - 250$  эв.

Предыонизация, как и в предыдущих режимах, слабо влияет на величину электронной температуры сгустка (см.рис.11 и 12а). Включение ведущего магнитного поля (см.рис.12б) резко (~3 раза) увеличивает направленную энергию плазменного сгустка и уменьшает его электронную температуру (~2 раза), что является, по-видимому, результатом его влияния на процессы, идущие под витком (это подтверждает электронно-оптические съемки). Уменьшение напряжения на конденсаторе основного разряда в 1,5 раза снижает электронную температуру в 3 — 3,5 раза (см. рис.10а).

Одновременное зондирование плазменного сгустка пучками нейтральных частиц водорода и гелия /18/, по относительному ослаблению которых определяется плотность ионов и электронная температура, подтверждает наличие высоких электронных температур в головной части сгустка. Для примера на рис.13 показаны типичные осциллограммы, иллюстрирующие ослабление зондирующих пуч-

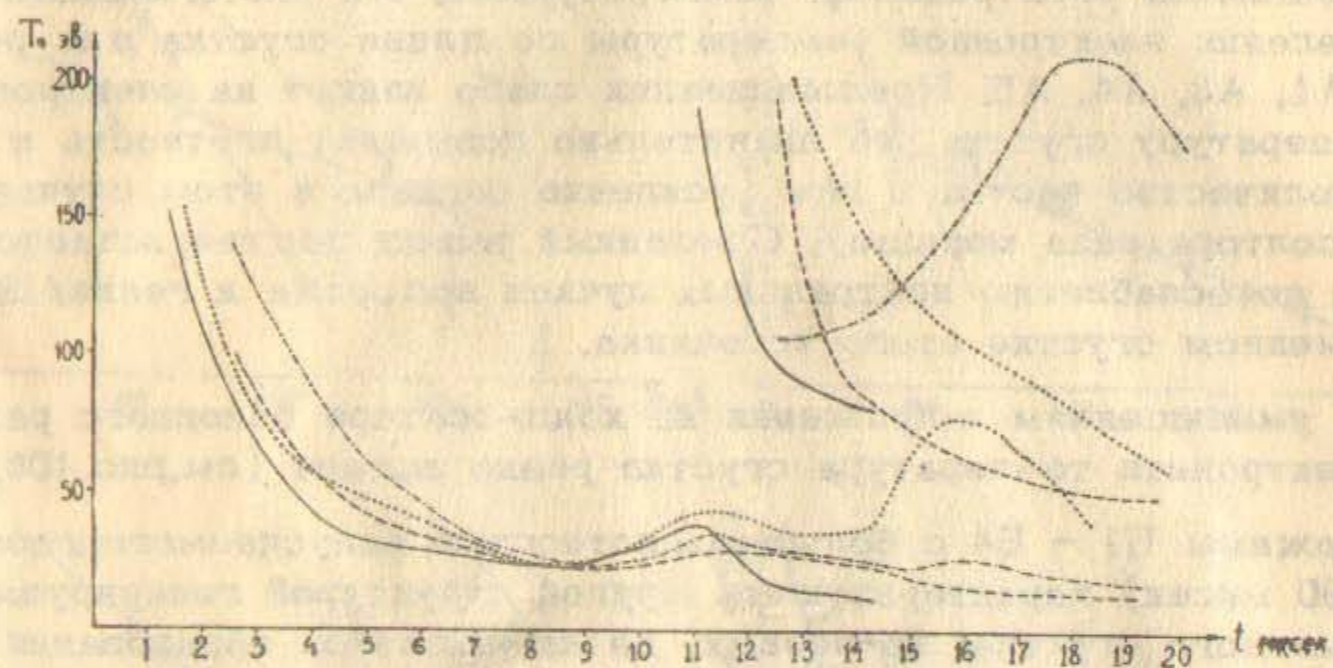


Рис.9. Распределение электронной температуры по длине плазменного сгустка (начало отсчета времени отстоит от начала основного разряда на 15 мксек).

Режимы: . . . . - A1, - . - . - A3, — — — — A4, - - - - A5.

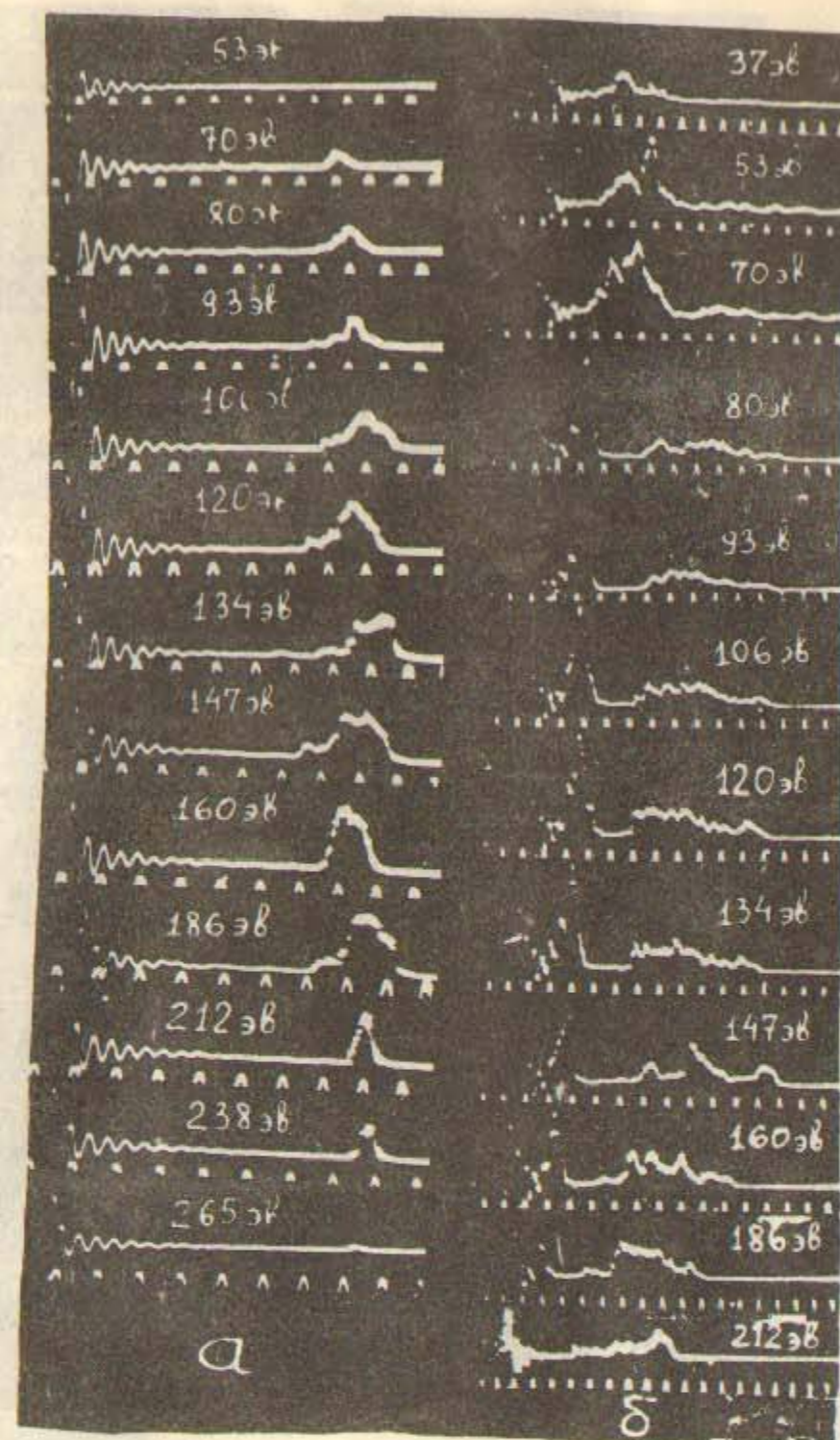


Рис.10. Осциллограммы сигналов с ЭУ от электронов разной энергии. а - режим Б3, б - режим А2. Метки времени 5 мксек.

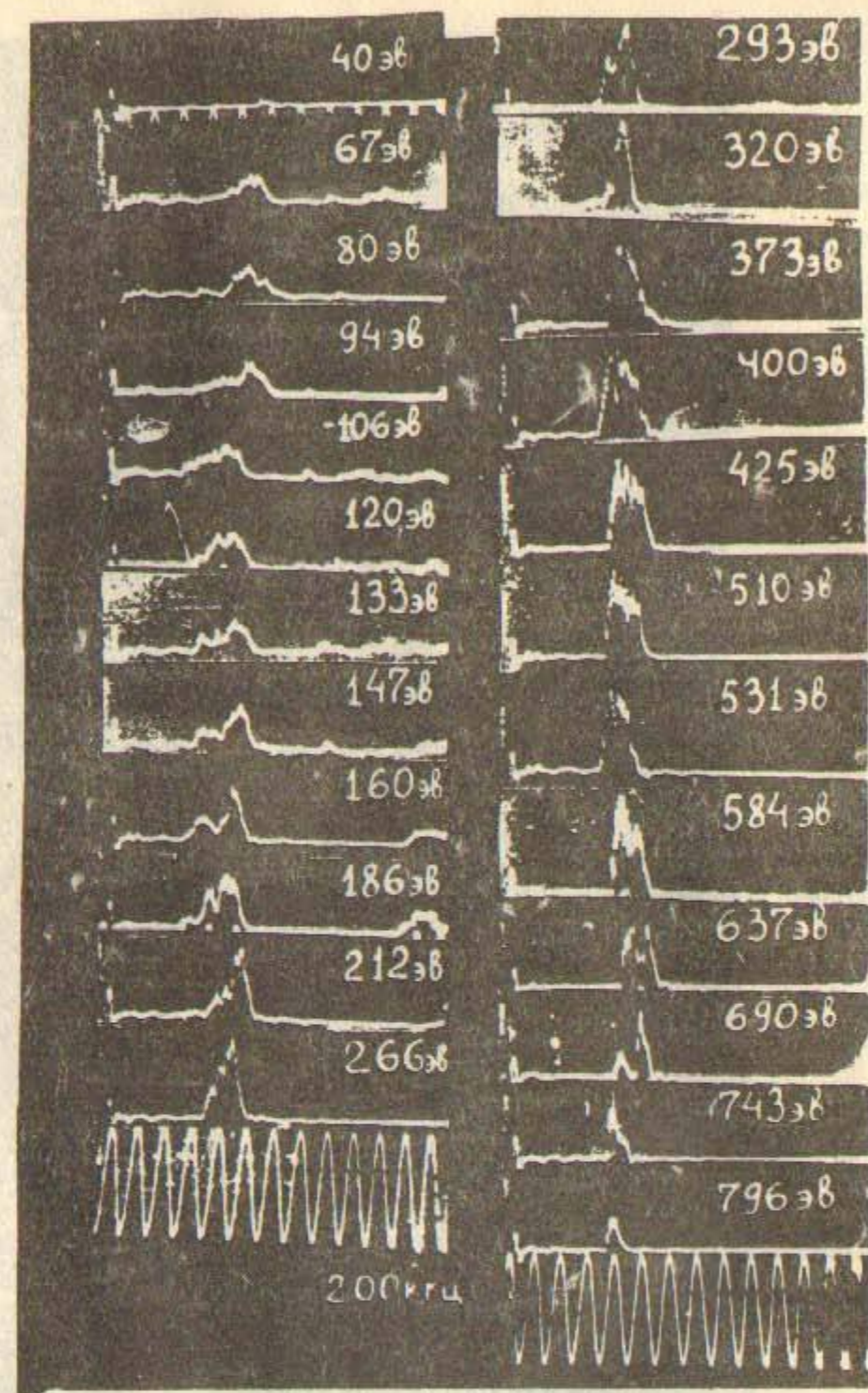


Рис.11. То же, что и на рис.7. Режим Б1.

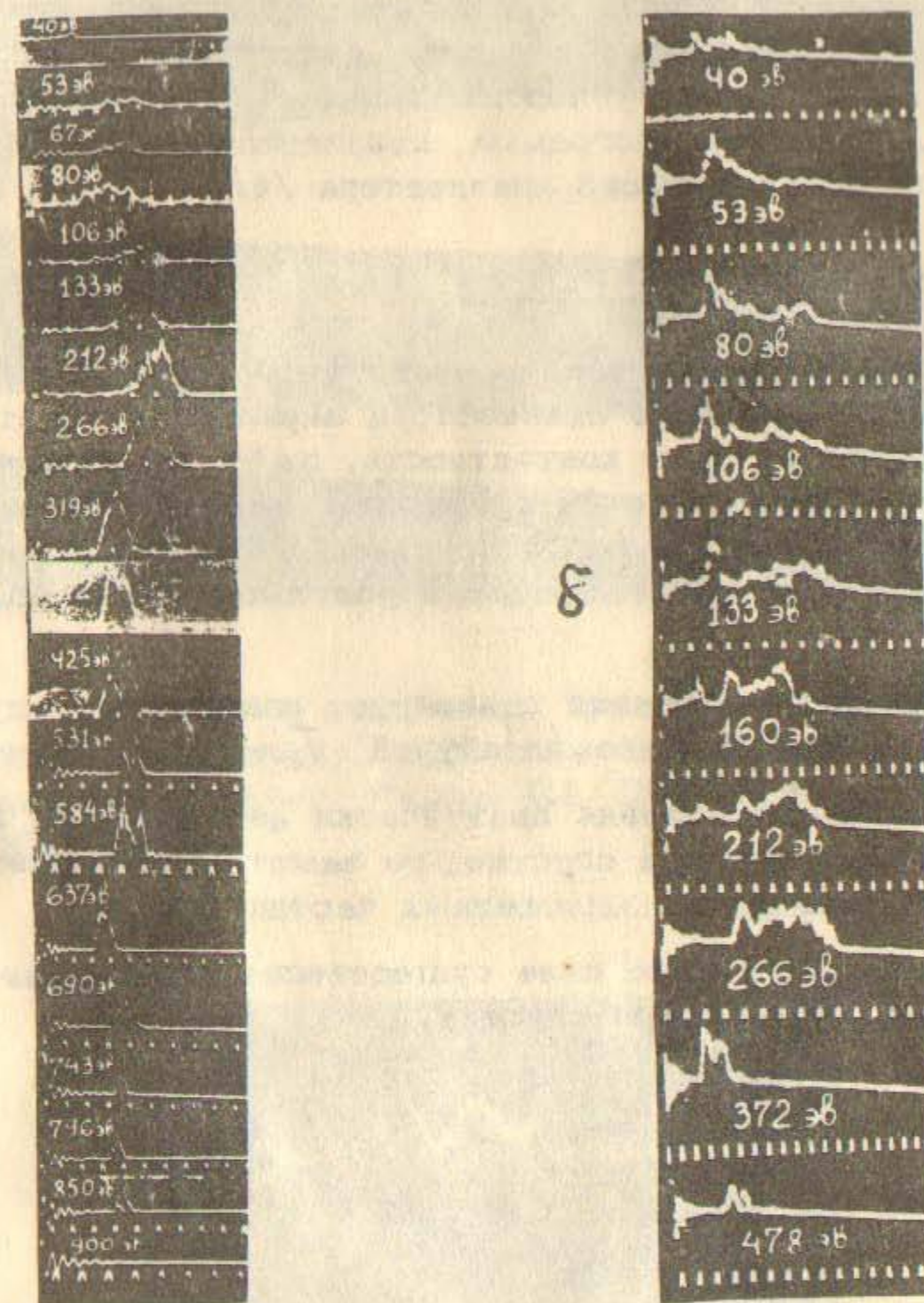


Рис.12а. То же, что и на рис.7. Режим Б2.  
Метки времени 5 мсек.

б. То же, что и на рис.7. Режим Б4.

ков на плазменном сгустке ( $T_e \sim 200$  эв).

Другим подтверждением относительно высоких электронных температур в сгустке может служить присутствие в масс-спектре высокоионизованных ионов углерода, вплоть до 4х кратной степени ионизации. Масс-спектрограмма, показанная на рис.14, получена при помощи используемого анализатора /4/.

### Выводы

1. Метод измерения электронной температуры плазмы при помощи дифференциального анализатора заряженных частиц по энергии, несмотря на свою контактность, даёт правильную информацию и может быть применён при исследовании плазменных сгустков, генерируемых различными источниками. Вместе с тем ещё не ясен вопрос о влиянии на получаемый результат потенциала плазмы /5/.

2. Описываемый источник генерирует плазменный сгусток с максимальной электронной температурой  $T_e \sim 150 - 250$  эв.

3. Слабая предыонизация практически не влияет на величину электронной температуры в сгустке, но заметно повышает плотность и общее количество заряженных частиц в нём.

4. Ведущее магнитное поле существенно увеличивает направленную энергию плазменного сгустка.

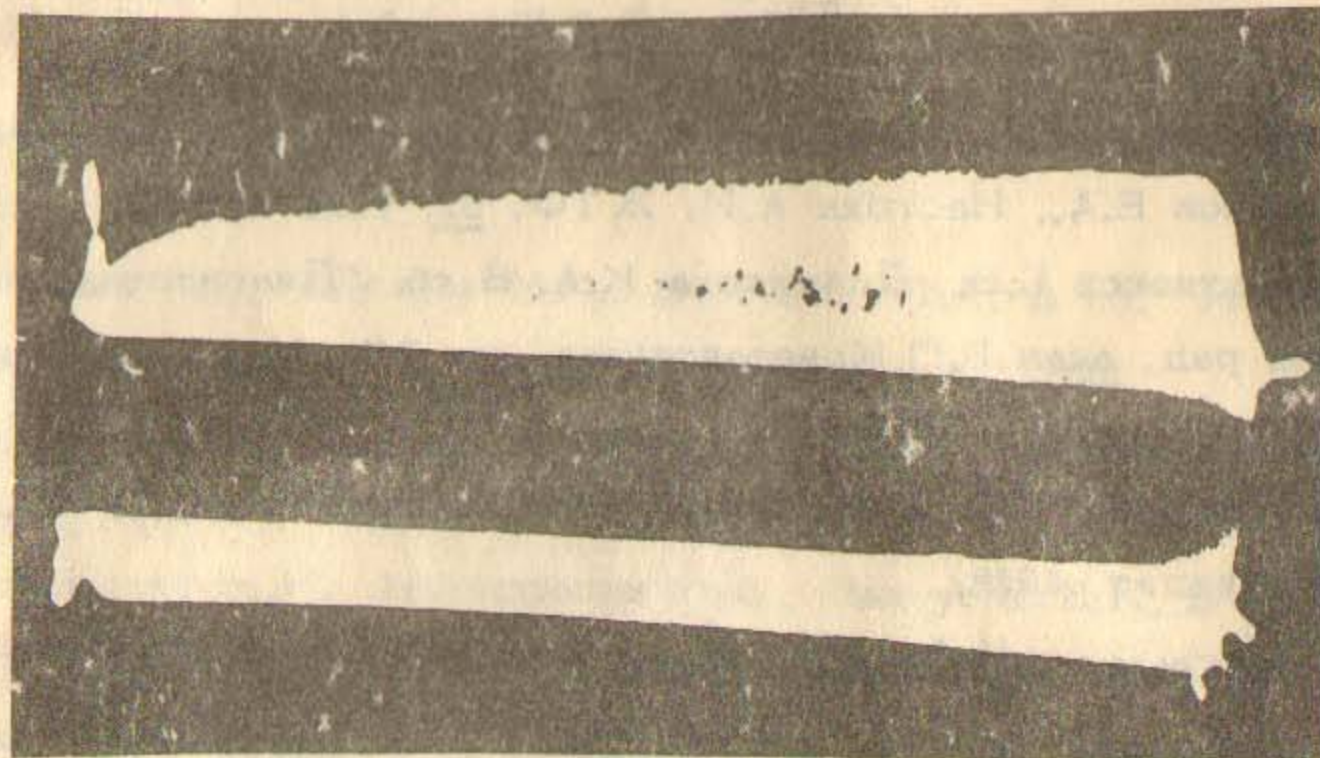


Рис.13. Осциллограммы ослабления пучков нейтральных атомов водорода (вверху) и гелия с энергией 10 кэв на плазменном сгустке. Режим Б1. Длительность развертки 400 мксек.

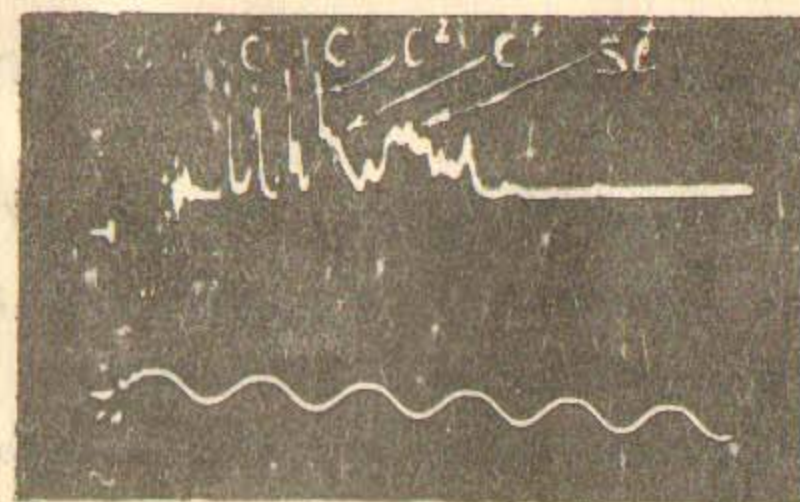


Рис.14. Масс-спектрограмма ионов плазменного сгустка. Режим А1. Частота калибровки 50 кгц.

Л и т е р а т у р а

1. Овсянников В.А. и др. ЖТФ, 31, 577 (1961).
2. Лобиков Е.А., Настюха А.И. ЖТФ, 32, 1223 (1962).
3. Галактионов Б.В., Долматова К.А. В сб. "Диагностика плазмы" под ред. акад. Б.П. Константинова, стр. 247, М., Госатомиздат, 1963.
4. Алиновский Н.И. В сб. "Диагностика плазмы", вып. 2, М., Госатомиздат, 1968.
5. *Nidermeyer, Helmuth. Ein elektrostatischer Analysator zur Messung der Energie von Ionen und Elektronen aus heissen Plasma. München. 1967.*
6. Чернетский А.В., Зиновьев О.А., Козлов О.В. Аппаратура и методы плазменных исследований. М., Атомиздат, 1965.
7. *Eubank H.P., Wilkerson T.D. Rev. Sci. Inst. 34, №1, 12. (1963)*
8. Акишин А.И. Ионная бомбардировка в вакууме Госэнергоиздат, 1963.
9. *Gowan T.A. Canad. J. Phys. v. 32, №2, (1954)*
10. *Allen T.S. Rev. Sci. Inst. v. 18. №10. (1947)*
11. Калмыков А.А. и др. ПТЭ, № 5, 142 (1963).
12. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. Изд. "Наука", М., 1964.
13. Роуз Д., Кларк М. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. Госатомиздат, М., 1963.
14. Симонов В.А., Швилкин Б.Н., Кутуков Г.П. *Nuclear fusion, Supplement, Part 1, 313 (1962)*

15. *McCracken G.M., Maple J.H.C.* . Доклад на 1У симпозиуме по инженерным проблемам термоядерного синтеза. Рим, 1966 г.
16. Крупник Л.И., Шулика Н.Г., Демченко П.А. В сб. "Исследование плазменных сгустков", стр. 195, Киев, 1965.
17. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Госатомиздат, М., 1961.
18. Алиновский Н.И., Нестерихин Ю.Е., Пахтусов Б.К. В сб. "Диагностика плазмы", вып. 2, Госатомиздат, 1968.



---

Ответственный за выпуск А.И.Рогозин

Подписано к печати 26.XI-1968 года

Усл. 1,2 печ.л., тираж 250 экз.

Заказ № 260 . Бесплатно.

---

Отпечатано на ротапинтере в ИЯФ СО АН СССР, нв.