

$T=900^{\circ}\text{C}$; $\sigma=10^6$ А; $\rho=4,5\cdot 10^3$ кг/м³; $p_d=3\cdot 10^9$ Па, что по порядку величины соответствует экспериментальным результатам [7].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Высокоскоростные ударные явления/Под ред. В.Н. Николаевского, М.:Мир, 1973.
2. Н.А. Иногамов, А.Б. Константинов, С.И. Анисимов, С.Б. Житин Эмиссия веществ при гиперсверхзвуковом ударе. ЖЭТФ, т.99. вып.6 - 1991. - С. 1699-1710.
3. Pailer N., Kissel J., Schneider E.A. A capacity type detector for measurement low-velocity dust particles. Space Sci. Instr. - 1978 - 4 - p.1,85-100
4. Семкин Н.Д., Семенчук С.М., Юсупов Т.Я. Эффект стационарного свечения канала проводимости ударносжатого диэлектрика МДМ - структуры. Письма в ЖТФ, - т.14, - вып.6 - С.517 -521.
5. Сагдеев Р.З., Киссель И. и др. Первые результаты измерений элементного состава пылевых частиц комет Галлея, полученных приборами ПУМА в проекте "Вега". // Письма в АЖ, - т.12 - №8 - 1986
6. Новиков Л.С., Семкин Н.Д., Куликаускас В.С. Масс-спектрометрия ионов, эмитируемых при соударении частиц с материалами. // ФХОМ, - 1989 - №6 - С.49-56
7. Семкин Н.Д. Исследование характеристик конденсаторного датчика для регистрации твердых частиц с помощью импульсного лазера. Изв. Вузов Приборостроение, - т.ХХIX - №8 - 1986 - С.60 -64
8. Зельдович Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. - М.:Наука,1966-607с.
9. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука - 1982 - 181 с.
10. Альтгуллер Л.В. и др. // ЖЭТФ - 1960 - т.38 - вып.3 - С.791
11. Drapats S., Michel K.W. Theory of shock - wave ionization high-velocity impact of micrometeorites. // Z. Naturforsch - 1974 - 29 - p.870-879

ДЕТЕКТОР ТЕХНОГЕННЫХ И МИКРОМЕТЕОРИТНЫХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ АКТИВНОЙ ПЛЕНОЧНОЙ МДМ-СТРУКТУРЫ

Ротов С.В., Семкин Н.Д.

В основе принципа регистрации рассматриваемого детектора лежит явление образования носителей заряда (ионов и электронов), инициируемого высокоскоростным взаимодействием космической частицы с чувствительной поверхностью детектора. Чувствительная поверхность выполнена на основе активной пленочной структуры металл-диэлектрик-металл (МДМ). Образование носителей заряда обусловлено ионизацией локальной области поверхности детектора вследствие ее высокого разогрева и электрического пробоя МДМ-структуры.

Конструктивно датчик выполнен в виде двух концентрических пленочных сфер, соединенных между собой растяжками. Внешняя сфера

служит в качестве чувствительной поверхности, внутренняя является приемником ионов. Такая конструкция преобразователя позволяет совместить функции конденсаторного (ионизационного) датчика и время-пролетного масс-спектрометра. Космическая частица взаимодействует с ионизационным датчиком преобразователя. Постоянное напряжение, приложенное к МДМ-структуре, осуществляет разделение ионной и электронной компонент плазмы, образованной в результате удара частицы. Плазма представляет собой канал высокой проводимости внутри конденсатора, которым по своей сути является МДМ-структура. Разряд конденсатора через этот канал приводит либо к джоулеву разогреву плазмы, либо к пробое МДМ-структуры, при этом регистрируется импульс тока конденсатора.

Используя известные соотношения из теории ударных волн [1] для случая скоростей частицы (ударника) $V_0 = (20 \dots 50)$ км/с, можно получить следующие выражения для:

температуры во фронте ударной волны:

$$T_{\text{тн}} = G \cdot \frac{V_0}{1 + \sqrt{\rho_y / \rho_x}}, \quad (1)$$

где V_0 – скорость ударника,

ρ_y, ρ_x – плотности ударника и мишени соответственно,

$$G = \frac{1}{\beta^2 x^4} \text{ – коэффициент пропорциональности,}$$

β – коэффициент электронной теплопроводности,

x – безразмерный удельный объем;

начальной температуры образовавшегося плазменного сгустка:

$$T_0 = T_\phi \left(\frac{n_0}{n_\phi} \right)^{\gamma_\phi - 1}, \quad (2)$$

где $n_0 \leq 10^{20}$ см⁻³ – концентрация тяжелых частиц в плазме частиц,

$n_\phi \leq 10^{23}$ см⁻³ – концентрация атомов ударно-сжатого вещества,

$\gamma_\phi < 5/3$ – эффективный показатель адиабаты.

$$T_0 = 0,1 \cdot \frac{V_0^2}{1 + \sqrt{\rho_y / \rho_x}} \quad (3)$$

Время образования плазмоида оценим, как $t_0 = R_0 / u$,

$$\text{где } u = \frac{V_0}{1 + \sqrt{\rho_y / \rho_x}} \text{ – скорость расширения границы сгустка;}$$

$R_0=10 \cdot R_y$, R_y – характерный размер ударника.

Ионизационный состав плазмы определяется из уравнений Саха. Для пылевых частиц размером $R_y = (10^{-5} \dots 10^{-3})$ см и $V_0 = (20 \dots 50)$ км/с параметры плазменных ступок лежат в пределах $10^{-4} \leq R_0 \leq 10^{-2}$ см, $n_0 \leq 10^{20}$ см $^{-3}$, $1 \leq T \leq 3$ эВ.

Низкие температуры плазмы позволяют учитывать только однократную ионизацию, что дает возможность проведения расчета остаточных зарядов без применения численных методов.

В данном случае постановка задачи следующая. Пусть в момент времени $t=t_0$ имеется равновесная, в общем случае, многокомпонентная плазма заданной плотности $n_0 = \sum_{k=1}^{k_{\max}} n_{0,k}$, радиуса R_0 , температуры T_0 . Система уравнений, описывающая кинетику ионизации и рекомбинации в разлетающемся ступке, имеет вид [1]:

$$\frac{dx_k}{dt} = (1 - x_k) \cdot x_e \cdot \frac{ACt_0 n(t)}{T^3(t)} \cdot \exp\left(-\frac{J_k}{T_0}\right) - \frac{x_k x_e^2 n^2(t) At_0}{T^2(t)}; \quad (4)$$

$$n(t) = \frac{n_0}{t^3}; \quad (5)$$

$$T(t) = \frac{T_0}{t}, \quad (6)$$

$$x_e = \sum_{k=1}^{k_{\max}} C_k x_k, \quad (7)$$

где t – безразмерное время, нормированное на t_0 , x_e , x_k – степени ионизации электронов и ионов k -того элемента,

C_k – содержание тяжелых частиц k -того сорта.

$$C_k = \frac{n_k}{n_0} = \frac{n_{k0}}{n_0} = \text{Const}; \quad \sum_{k=1}^{k_{\max}} C_k = 1.$$

Начальные условия определяются из уравнения Саха. Если начальные степени ионизации $x_k \ll 1$, то решение уравнений Саха имеет вид [2]:

$$x_{e0} = \left(\sum_{k=1}^{k_{\max}} C_k \mu_k \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

где

$$\mu = \frac{C \cdot T^{\frac{3}{2}}}{n_0} \cdot \exp\left(-\frac{J_k}{T_0}\right), x_{k0} = \frac{\mu_k}{x_{e0}}. \quad (9)$$

Вводя время $t_1 > t_0$ нарушения ионизационного равновесия, можно получить решение системы (8),(9) с помощью следующего приема. При $t_0 \leq t \leq$

$\leq t_1$, значения степеней определяются приближенно по уравнениям Саха для $n=n(t)$, $T=T(t)$. При $t > t_1$ скоростью ионизации из-за сильной экспоненциальной зависимости можно пренебречь по сравнению со скоростью рекомбинации и уравнение (4) можно записать в виде

$$\frac{dx}{dt} = \frac{x_k x^2 e n^2(t) A t_0}{T^{\frac{9}{2}}(t)}. \quad (10)$$

Умножая правую и левую части выражения (10) на C_k и суммируя по индексу k с учетом (7), получим

$$\frac{dx_e}{dt} = \frac{x_e^3 \cdot A \cdot t_0}{T^{\frac{9}{2}}}. \quad (11)$$

Интегрируя (11), получим решение системы уравнений (4)...(8) в виде [2]:

$$x_e(t) = r \cdot \left[1 + \left(\frac{r}{x_{e1}} \right)^2 - \sqrt{\frac{t_1}{t}} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

$$x(t) = r \cdot \frac{x_{k1}}{x_{e1}} \cdot \left[1 + \left(\frac{r}{x_{e1}} \right)^2 - \sqrt{\frac{t_1}{t}} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

$$\text{где } r = \left(\frac{T_0^{9/2} \cdot t_1^{1/2}}{2 \cdot A \cdot t_0^{3/2} \cdot n_0^2} \right)^{\frac{1}{2}},$$

x_{e1} , x_{k1} — значения степеней ионизации при $t=t_1$ определяются из уравнений Саха для $n_1=n(t_1)$, $T_1=T(t_1)$.

Для оценки времени t_1 воспользуемся выражением, справедливым для однокомпонентной плазмы:

$$\frac{A \cdot n_1^2 \cdot x_e^2 \cdot t_0}{T_1^{9/2}} = \frac{3}{2} \cdot (\gamma_{\text{эф}} - 1) \cdot \frac{J}{T_1}. \quad (14)$$

Для однокомпонентной плазмы по уравнению Саха имеем:

$$x_{e1}^2 = \frac{C \cdot T_0^{9/2}}{n_0} \cdot \exp\left(-\frac{J}{T_0}\right). \quad (15)$$

Сохраняя вид уравнения (14) для многокомпонентной плазмы, потенциал J будет определяться из условия равенства электронных степеней ионизации для одно- и многокомпонентной плазмы:

$$x_{e1}^2(J_k) = x_{e1}^2(J). \quad (16)$$

Подставляя в (16) выражения (8) и (14), получим уравнение для эффективного потенциала J :

$$\sum_{k=1}^{k_{\max}} C_k \cdot \exp\left(-\frac{J_k}{T_1}\right) = \exp\left(-\frac{J}{T_1}\right). \quad (17)$$

Совместное решение (14), (15) и (17) позволяет определить зависимости $t_1 = t_1(n_0, T_0, t_0, C_k, J_k)$ и $J = J(n_0, T_0, t_0, C_k, J_k)$. Асимптотические значения степеней ионизации можно определить из (12) и (29) при $t \rightarrow \infty$.

$$x_{\text{eoc}} = \frac{r}{\left[1 + \left(\frac{r}{x_{e1}}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}, \quad (18)$$

$$x_{\text{kco}} = \frac{x_{k1}}{x_{e1}} \cdot x_{\text{eoc}}, \quad (19)$$

т.к. $\left(\frac{r}{x_{e1}}\right)^2 \ll 1$, то $x_{\text{eoc}} \approx r$. Используя выражения (18) и (19), можно записать формулы для остаточных зарядов [2]:

$$Q_e = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_0^3 \cdot n_0 \cdot x_{\text{eoc}}, \quad (20)$$

$$Q_k = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot R_0^3 \cdot n_0 \cdot C_k \cdot x_{\text{kco}}, Q_e = \sum_{k=1}^{k_{\max}} Q_k. \quad (21)$$

Известно, что плазма обладает проводимостью, которая складывается из электронной и ионной составляющих [3]:

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_i = e(n_e \cdot \mu_e + n_i \cdot \mu_i), \quad (22)$$

где σ_e, σ_i – электронная и ионная составляющие проводимости,

μ_e, μ_i – подвижности электронов и ионов соответственно.

С электронной составляющей проводимости связано явление токового разогрева плазмы. Под действием электрического поля заряженные частицы (электроны и ионы) повышают свою кинетическую энергию, при этом ионы, обладающие массой $m_i \gg m_e$, можно считать практически неподвижными. Иногда плазма может быть представлена как смесь электронной и ионной жидкостей. Сила трения электронной жидкости об ионную вызывает разогрев плазмы [4]. Скорость нагрева электронов за счет работы силы трения определяется из уравнения [4]:

$$\frac{3}{2} \cdot n_e \cdot \frac{dT_{\text{наз}}}{dt} = \sigma_e \cdot E. \quad (23)$$

За счет разности величин коэффициентов теплопроводности электронной и ионной жидкостей, ионная жидкость повышает свою температуру в $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$ раз медленнее [4].

Рост температуры плазмы за счет токового (джоулева) разогрева следует учитывать при решении задачи газокINETического разлета плазменного разлета. Полная температура плазмы может быть представлена как сумма двух компонент:

$$T_{\Sigma} = T + \tilde{T}, \quad (24)$$

где T - температура расширяющегося сгустка (6),

\tilde{T} - температура джоулева разогрева плазмы, определяемая из уравнения (23).

Необходимо произвести коррекцию законов изменения температуры плазмы, концентрации и подвижности носителей заряда с учетом (24).

Согласно [5], уравнение, описывающее изменение тока в МДМ-структуре, имеет вид:

$$I(t) = \frac{U_0 - U(t)}{d^2} \cdot \int_V \sigma \cdot dV, \quad (25)$$

где U_0 - постоянное напряжение, приложенное к конденсатору,

$U(t)$ - падение напряжения на плазме.

Здесь следует подробнее остановиться на рассмотрении закона изменения напряжения в МДМ-структуре. Для этого рассмотрим дифференциальное уравнение, описывающее разрядку конденсатора:

$$U_C + \frac{dU_C}{dt} \cdot R_{\text{пл}} \cdot C = 0, \quad (26)$$

где U_C - напряжение на конденсаторе;

$R_{\text{пл}}$ - сопротивление плазмы,

C - емкость конденсатора, $C \approx (0,01 \dots 1)$ мкФ.

Сопротивление плазмы можно определить по следующей формуле:

$$R_{\text{пл}} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d}{S}, \quad (27)$$

где $\sigma = e \cdot n(t) \cdot \mu(t)$ - проводимость плазмы, концентрация $n(t)$ и подвижность $\mu(t)$ заряженных частиц изменяются в соответствии с законами газокINETического разлета плазмы, приведенными ранее;

d - толщина диэлектрического слоя конденсатора;

S - площадь сечения канала высокой проводимости, $S \approx 4 \cdot \pi \cdot R_0^2$,

R_0 - радиус кратера, образовавшегося в результате удара частицы.

Рассмотрим теперь разлет плазмы в пространстве между двумя сферами преобразователя (дрейфовом пространстве). Для повышения разрешающей способности рассматриваемой конструкции детектора используется тормозящее электрическое поле, приложенное между двумя сферами. При этом приемники ионов в виде вторичноэлектронных умножителей устанавливаются на внутренней поверхности внешней сферы де-

тектора. В этом случае движение заряженных частиц (ионов) можно описать уравнениями:

$$\begin{cases} W = \frac{m_u \left(\frac{dr}{dt}\right)^2}{2} + \frac{L^2}{2m_u r^2} + \frac{|\delta|}{r} = const \\ L = m_u V r \sin \gamma = const \end{cases} \quad (28)$$

где W - полная энергия частицы;

L - момент импульса частицы относительно центра сферы;

γ - угол между векторами \vec{r} и \vec{V} ;

$$m_u - \text{масса иона; } \delta = e \cdot U \cdot \frac{a \cdot R}{a - R} + \frac{r \cdot e^2}{16\pi\epsilon_0 (R - r)},$$

a и R - радиусы соответственно внутренней и внешней сфер преобразователя.

Система уравнений (28) преобразуется к виду:

$$\begin{cases} t = \int \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{m_u} \cdot [W - W_n(r)] - \frac{L}{m_u r^2}}} + C_1 \\ \varphi = \int \frac{\frac{L}{r^2} dr}{\sqrt{2 \cdot m_u \cdot [W - W_n(r)] - \frac{L}{r^2}}} + C_2 \end{cases} \quad (29)$$

где $W_n(r) = -\frac{\delta}{r}$ - потенциальная энергия частицы в электрическом поле;

C_1, C_2 - постоянные интегрирования.

Первое уравнение системы (12) представляет собой закон движения частицы вдоль траектории, второе - уравнение траектории частицы. Форма траектории частицы представляет собой гиперболу (рис.1).

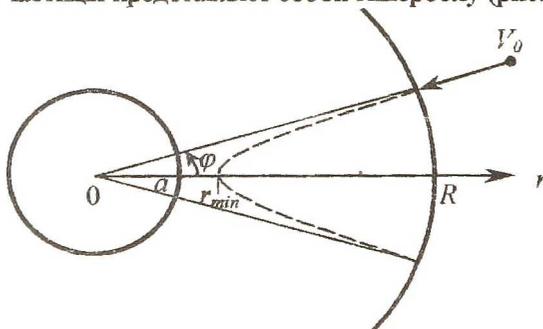


Рис.1

Время пролета частицы определяется путем интегрирования уравнения (29). Для получения сравнительно простого решения требуется несколько упростить первое выражение системы (29). Когда частица находится вблизи проводящей поверхности внешней сферы, то составляющие ее полной энергии $\frac{\delta_1}{r} = \frac{e \cdot U \cdot a \cdot R}{r \cdot (R - a)}$ и $\frac{L^2}{m_u r^2}$ значительно меньше составляющей $\frac{\delta_2}{R - r} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0(R - r)}$ (рис.2).

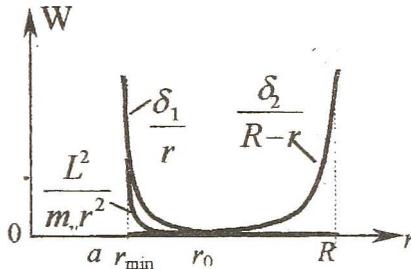


Рис.2

По мере приближения частицы (иона) к внутренней сфере преобразователя первые две составляющие ее полной энергии возрастают, а последняя уменьшается. Поэтому движение частицы дрейфовом пространстве можно условно разбить на два участка:

- торможение иона в поле наведенного им на поверхности внешней сферы заряда;
- торможение иона в поле преобразователя.

При таком рассмотрении движения иона первое уравнение системы (29) преобразуется к виду:

$$t = t_1 + t_2 = \int_{r_{\min}}^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{m_u} \left(W - \frac{\delta_1}{r} \right) - \frac{L^2}{m_u r^2}}} + \int_{r_0}^R \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{m_u} \left(W - \frac{\delta_2}{r} \right)}}, \quad (30)$$

где координата r_{\min} — минимальное расстояние, на которое частица приближается к центру внутренней оболочки, определяется из следующего условия:

$$\frac{m_u \cdot V_0^2}{2} - \frac{\delta_1}{r_{\min}} - \frac{\delta_2}{R - r_{\min}} - \frac{L^2}{m_u r_{\min}^2} = 0,$$

координата r_0 определяется как максимум из полученных решений следующей системы:

$$\begin{cases} \frac{\delta_1}{r'_0} = \frac{\delta_2}{R - r'_0}; \\ \frac{L^2}{m_u (r'_0)^2} = \frac{\delta_2}{R - r'_0}; \\ r_{\min} \leq r_0 \leq R; \\ r_0 = \max\{r'_0, r''_0\}. \end{cases}$$

Решение (30) менее точно определяет значение времени пролета иона, но имеет более простой вид, чем строгое решение первого уравнения системы (29). После ряда преобразований получим:

$$t = t_1 + t_2,$$

где t_1 и t_2 определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} t_1 &= \frac{\sqrt{2m_u W \cdot (r_0 - r_{\min})^2 - 2\delta_1 m_u (r_0 - r_{\min}) - L^2}}{2W} + \\ &+ \frac{\delta_1}{2} \cdot \sqrt{\frac{m_u}{2W^3}} \cdot \ln \left[\frac{\sqrt{\frac{2}{m_u W}} \cdot (2m_u r_0 W - m_u \delta_1) + 2\sqrt{2m_u W \cdot r_0^2 - 2\delta_1 m_u r_0 - L^2}}{\sqrt{\frac{2}{m_u W}} \cdot (2m_u r_{\min} W - m_u \delta_1) + 2\sqrt{2m_u W \cdot r_{\min}^2 - 2\delta_1 m_u r_{\min} - L^2}} \right], \quad (31) \\ t_2 &= \frac{\sqrt{2m_u W \cdot (R - r_0)^2 - 2\delta_2 m_u (R - r_0)}}{2W} - \\ &- \frac{\delta_2}{2} \sqrt{\frac{m_u^3}{2W^3}} \cdot \ln \left[\frac{\sqrt{|m\delta_2|}}{\sqrt{2W(R - r_0) + \sqrt{2W(R - r_0) - m\delta_2}}} \right]. \end{aligned}$$

Выражение (31) позволяет исследовать разрешающую способность преобразователя. Путем изменения напряжения U между сферами можно сдвигать максимум кривой разрешения $P=f(m_u)$ в достаточно широком диапазоне исследуемых масс элементов, содержащихся в микрометеороидной или техногенной частице.

Таким образом, величина заряда и время пролета ионов несут информацию о таких параметрах космической частицы, как ее скорость, масса, размер. Электрическое поле разделение во времени приход ионных пакетов (рис.3), соответствующих разным химическим элементам, что позволяет получать сведения об элементном составе частицы.

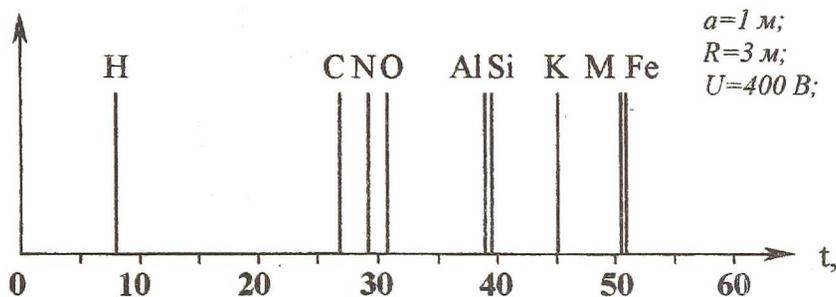


Рис.3

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, - 1966.
2. Гришин В.К., Семкин Н.Д., Юсупов Г.Я. Расчет ионного спектра, образованного ударной плазмой во время пролета масс-спектрометре. // Методы обработки и отображения информации в радиотехнических устройствах: Сб. науч. трудов. Куйбышев, КуАИ, - 1985.
3. Телеснин Р.В., Яковлев В.Ф. Курс физики. М.: Просвещение, - 1970.
4. Ораевский В.Н. Плазма на Земле и в космосе. Киев: Наукова думка, - 1974.
5. Воронов К.Е., Семкин Н.Д. Проводимость ударно-сжатой МДМ структуры на основе полиметилметакрилата: Сб. науч. трудов. Самара, СГАУ, - 1998.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНО-СЖАТОЙ МДМ-СТРУКТУРЫ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

Занин А.Н., Воронов К.Е.

В настоящее время, при исследовании пылевой составляющей оксюгенного космического пространства, достаточно часто используются преобразователи на основе МДМ-структур (металл-диэлектрик-металл)-конденсаторные датчики. Они обладают высокой чувствительностью к удару, надежностью и стабильностью в космических условиях, позволяют создавать преобразователи с большими площадями чувствительных поверхностей и имеют при этом слабую зависимость от места соударения с пылевой частицей.