

Как видно из фигуры, вторая серия измерений совпала с первой, т. е. вязкость во всем исследованном интервале температур не изменялась при введении в атмосферу над расплавом добавок азота. Это свидетельствует о том, что азот при указанных температурах слабо растворяется в рубидии и не образует с рубидием или с примесями щелочных металлов в нем химических соединений.

*Кислород.* Кислород вводился в объем над расплавом при температуре последнего 200° С. Давление кислорода равнялось 0.1 ат, что соответствует 0.3 г. Кислород полностью растворился в металле примерно через 10 час. Концентрация кислорода, растворенного в металле, составляет 1% (вес).

Измерение амплитуды колебаний (фиг. 4, третья серия) осуществлялось в режиме свободного охлаждения, скорость изменения температуры  $0.3 \div 1^\circ \text{С/мин}$ . Амплитуда колебаний уменьшилась на  $8 \div 10\%$ , что соответствует увеличению вязкости расплава на 20%.

При 50° С наблюдалось резкое уменьшение амплитуды колебаний, и в этот момент на поверхности расплава появилась окисная пленка. Амплитуда колебаний в этой серии измерений плавно уменьшалась до нуля при полном затвердевании. Температура затвердевания уменьшилась на 6° С и равнялась 32° С.

При быстром охлаждении — до  $3^\circ \text{С/мин}$  (четвертая серия) — окислы не успевают выпасть из расплава, и аномалий исследуемой зависимости не наблюдалось.

Поступила 6 I 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев А. Н., Каплун А. Б. О вибрационном методе измерения вязкости жидкостей, Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, вып. 1.
2. Соловьев А. Н., Каплун А. Б., Генрих В. Н. Вибрационный метод измерения вязкости жидких металлов при высоких температурах. В сб. «Исследования при высоких температурах», Новосибирск, «Наука», 1966, стр. 89—100.
3. Генрих В. Н., Каплун А. Б., Соловьев А. Н. Исследование вязкости жидкостей вибрационным методом. В сб. «Исследования теплофизических свойств веществ», Новосибирск, «Наука», 1967, стр. 112—136.
4. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Физматгиз, 1963.
5. Шильрайн Э. Э., Солдатенко Ю. А., Якимович К. А., Фомин В. А. и др. Экспериментальное исследование теплофизических и электрофизических свойств жидких щелочных металлов при высоких температурах. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, вып. 6.
6. Andrade E. N. da C., Dobbis E. R. The viscosities of liquid lithium, rubidium and caesium. Proc. Roy. Soc., Ser. A., 1952, vol. 211, No. 1104.
7. Weatherford W. D. Jr., Johnston R. K., Valtierra M. L. Kinematic viscosity of liquid rubidium from 67 to 688° C. J. Chem. Engng. Data, 1964, vol. 9, No. 4.
8. Галактионов А. А. Водород в металлах. М., «Металлургия», 1967.
9. «Рубидий». Сб. перев., М., Изд-во иностр. лит., 1959.

#### ИОНИЗАЦИОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В АЗОТЕ ПРИ СКОРОСТЯХ 17—25 км/сек

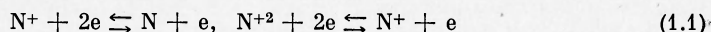
М. Б. Железняк (Москва)

Получены профили концентраций компонент и температур тяжелых частиц и электронов. Определяются времена релаксации ионов азота и электронов.

Ионизационная релаксация за ударными волнами в воздухе рассматривалась в работах [1—4]. В [2] была предсказана, а затем подтверждена экспериментом [5] немонотонная зависимость времени ионизации от скорости  $v_s$  ударной волны. Немонотонность возникает при  $v_s \approx 9.5 \text{ км/сек}$ , когда ионизованные компоненты начинают вносить существенный вклад в энтальпию равновесного газа.

1. Состояние газа за фронтом волны описывается системой уравнений кинетики и уравнений, выражающих законы сохранения потоков массы, импульса и энергии. Релаксация в азоте при скоростях  $v_s \approx 20 \text{ км/сек}$  практически происходит в атомарном газе вследствие полной диссоциации молекул  $\text{N}_2$  в скачке уплотнения. Уравнения кинетики записывались для  $\text{N}$ ,  $\text{N}^+$ ,  $\text{N}^{+2}$ , а также для поступательной температуры тяжелых частиц  $T_a$  и температуры электронов  $T_e$ .

Учитываются следующие процессы:



Выражение для константы рекомбинации первой реакции получено в [6] на основании теории, учитывающей диффузию электронов в пространстве энергий, и имеет вид

$$\alpha_1^{-1} = 2.3 \cdot 10^{31} \left( \frac{T_e}{R} \right)^{3/2} \left[ 1 + \frac{2\Lambda^* \Sigma_i e^{-E_2/T_e}}{3 \sqrt{\pi} g_1 \Lambda} \left( \frac{R}{T_e} \right)^{3/2} \frac{\Delta E_1}{T_e} \right] \quad (1.2)$$

Здесь  $R$  — постоянная Ридберга,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм для связанных состояний атома (для его расчета использовались сечения переходов между уровнями, полученные в бете-борновском приближении, и учитывались также имеющиеся экспериментальные данные),  $\Sigma_i$  — статсумма иона,  $g_1$  — статвес основного состояния атома,  $E_2$  — энергия первого возбужденного состояния атома,  $\Delta E_1$  — разность энергий основного и первого возбужденного состояний (отсчет энергии ведется от континуума, совокупность термов основной электронной конфигурации<sup>1</sup> принимается за один уровень),  $\Lambda^*$  — значение  $\Lambda$  для  $\Delta E \approx 3/2 T_e$ .

Константа рекомбинации для второй реакции  $\alpha_2$  принята аналогичной. В выражении (1.2) подставлены соответствующие величины, относящиеся к  $N^+$ . При расчете кулоновского логарифма связанных состояний  $N^+$  использованы кулон-борновские сечения [7]. Константы равновесия реакций (1.1) взяты из [8].

Как отмечалось в [3, 9], термы атомов  $N$  ( $^4S, ^2P, ^2D$ ) могут иметь значительное время релаксации. Поэтому для этих уровней необходима запись отдельных уравнений кинетики, в которых в отличие от [3, 9] учитываются только электронные соударения (сечения приведены в [10]). Влияние тяжелых частиц на кинетику термов в рассматриваемых условиях несущественно. В то же время заселенность термов ионов  $N^+$  ( $^6P, ^1D, ^1S$ ) принималась бальмановской по  $T_e$ . Поскольку в той части неравновесной зоны, где  $N^+$  может заметно влиять на релаксацию, градиенты  $T_e$  невелики, а концентрация электронов значительна, то заселенность указанных термов близка к бальмановской.

Уравнение для температуры электронов имеет вид

$$\frac{dT_e}{dx} = \sum_i Q_i \quad (1.3)$$

Здесь  $Q_i$  — вклад  $i$ -го процесса в баланс энергии электронов. Учитывались следующие процессы:  $Q_1$  — упругие столкновения электронов с ионами  $N^+$  и  $N^{+2}$ ,  $Q_2$  — потеря на ионизацию атомов  $N$  и ионов  $N^+$ ,  $Q_3$  и  $Q_4$  — обмен энергией электронов с термами атомов  $N$  и ионов  $N^+$  соответственно

$$Q_1 = \frac{d(n_{N^+} v E)}{dx} \left( \frac{3}{2} k n_e v \right)^{-1}, \quad Q_2 = \frac{3}{2} T_e \frac{d \ln \rho}{dx} - \frac{T_e}{n_e} \frac{d(n_e v)}{dx} \quad (1.4)$$

Здесь  $n_e, n_{N^+}$  — концентрация электронов и ионов  $N^+$ ,  $x$  — расстояние от фронта,  $v$  — скорость газа за фронтом,  $E$  — средняя энергия совокупности термов ионов  $N^+$ , соответствующая бальмановской заселенности при локальном значении  $T_e$ ,  $\rho$  — относительное сжатие. Выражения для  $Q_2, Q_3$  приведены, например в [9],  $Q_1$  имеет стандартный вид.

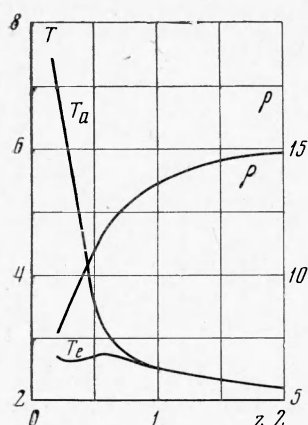
2. Приведенная система уравнений численно интегрировалась на ЭЦВМ «Минск-22». Использовалась неявная разностная схема. В результате получены профили параметров газа за фронтом волны.

На фиг. 1 для скорости  $v_s = 21$  км/сек и давления перед фронтом  $p_1 = 0.01$  мм рт. ст. даны типичные профили  $T_e, T_e$  в  $10^4$  °К и  $\rho$  ( $z = x p_1$  в  $10^{-4}$  атм·см).

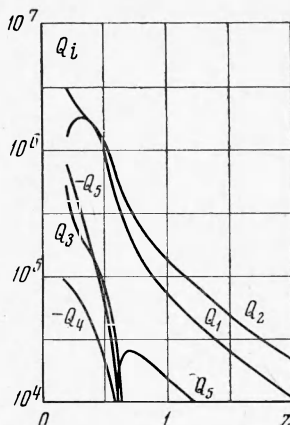
Рассмотрим процессы, определяющие профиль  $T_e$  (фиг. 2,  $v_s = 21$  км/сек,  $p_1 = 0.01$  мм рт. ст.; обозначения соответствуют уравнению (1.3),  $Q_i$  в  $10^4$  °К / атм·см). Нагрев электронов за счет упругих соударений с ионами и потери на ионизацию электронным ударом являются основными процессами, определяющими  $T_e$ . На начальном этапе релаксации, кроме того, электроны нагреваются вследствие обмена энергией с термами атомов  $N$ . Это объясняется тем, что заселенность термов атомов вначале быстро достигает бальмановских значений около фронта. Однако далее имеют место большие отрицательные градиенты  $T_e$ , возникающие вследствие потерь на ионизацию, поэтому термы не успевают подстраиваться под меняющиеся значения  $T_e$ . Это вызывает подогрев электронов ударами второго рода.

<sup>1</sup> В дальнейшем их будем называть просто термы.

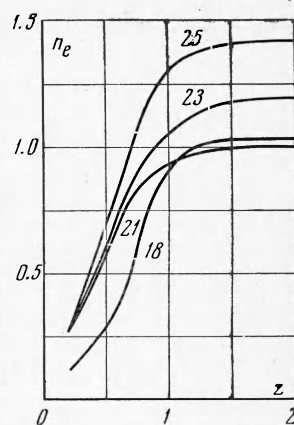
На фиг. 3 представлены профили концентрации электронов (цифрами указаны значения  $v_s$  в км/сек,  $n_e$  в  $10^{16}$  см $^{-3}$ ). На начальном этапе релаксации интенсивно происходит реакция с образованием  $N^{+2}$ . В дальнейшем концентрация  $N$  уменьшается и вклад этой реакции в баланс генерации электронов падает. Одновременно с этим воз-



Фиг. 1



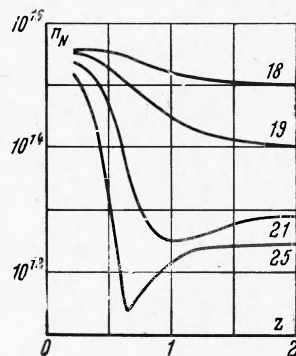
Фиг. 2



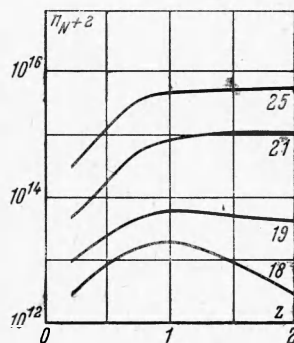
Фиг. 3

растает скорость образования  $N^{+2}$ . Последний процесс особенно важен при  $v_s$ , для которых в равновесной области имеется значительная доля  $N^{+2}$ .

На фиг. 4 представлен ход концентраций атомов  $N$ . При  $v_s \approx 20$  концентрация  $N$  проходит через минимум. Это связано с тем, что после окончания первой ионизации концентрация  $N$  приходит в квазиравновесное состояние с системой при температуре, превышающей равновесное значение. По мере прохождения второй ионизации  $T_e$  понижается и  $N^+$  рекомбинирует, приводя к увеличению  $N$ .



Фиг. 4



Фиг. 5

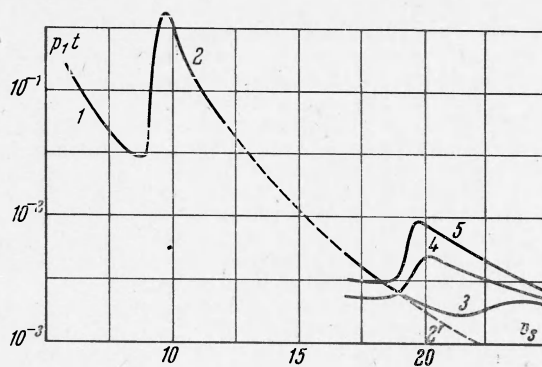
На фиг. 5 приводятся профили концентраций  $N^{+2}$ . При скоростях  $v_s \leq 19.5$  км/сек  $T_e$  за фронтом такова, что равновесные концентрации  $N^{+2}$ , соответствующие локальным значениям  $T_e$ , невелики. Поэтому до окончания первой ионизации  $N^{+2}$  успевает прийти в квазиравновесие с системой при  $T_e$ , превышающей равновесное значение. По мере завершения первой ионизации  $T_e$  падает, а следовательно, уменьшается концентрация  $N^{+2}$ . Таким образом, при  $v_s \leq 19.5$  имеет место максимум  $N^{+2}$ . При  $v_s \geq 19.5$  км/сек первая ионизация проходит быстро, и на заключительном этапе релаксации системы температура определяется второй ионизацией, так как вклад  $N^{+2}$  в энтропию равновесного газа становится значительным. Все это приводит к тому, что концентрация  $N^{+2}$  монотонно нарастает.

Определим время релаксации  $N^{+2}$  аналогично определению времени ионизации в работах [1-4], т. е. для  $v_s \approx 19.5$  км/сек за время релаксации примем время достижения уровня 0.9 от равновесной доли  $N^{+2}$ , для  $v_s \leq 19.5$  км/сек — время достижения такого же уровня от доли  $N^{+2}$  в максимуме. Такое определение времени релаксации соответствует времени прихода  $N^{+2}$  в квазиравновесие с системой, которое при  $v_s \approx 19.5$  км/сек является полным равновесием. Время релаксации  $N^{+2}$  представлено на

фиг. 6 как функция  $v_s$  ( $t$  в мксек,  $p_1$  в мм рт. ст.; кривые 4 для  $p_1 = 0.1$  и 5 для  $p_1 = 0.01$ ) и, как видно, оно немонотонно зависит от скорости.

На этой же фигуре приводятся времена ионизационной релаксации (кривая 3), определенное как время достижения уровня 0.9 от равновесной степени ионизации.

Поскольку вклад  $N^+$  в балансе электронов до  $v_s < 20$  км/сек невелик, то время ионизации определяется релаксацией  $N^+$ . При  $v_s > 23$  км/сек концентрация  $N^{+2}$  становится значительной и время ионизации в этом случае определяется релаксацией  $N^{+2}$ . Так как времена релаксации  $N^+$  (кривые 2 и 2') и  $N^{+2}$  (кривые 4 и 5) имеют различную зависимость от  $v_s$ , то это приводит к изменению характера зависимости и времени ионизации при переходе от меньших к большим скоростям. По профилям концентраций и температур за фронтом можно рассчитать излучение из неравновесной зоны.



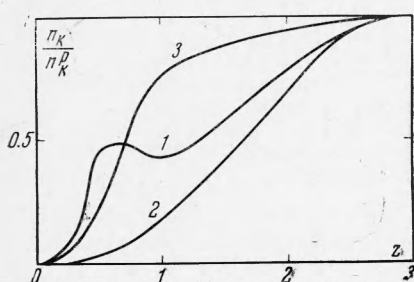
Фиг. 6

Для примера рассмотрим профили интенсивности излучения в спектральных линиях иона  $N^+$ , которые определяются концентрацией на возбужденных уровнях. За фронтом газ не находится в ионизационном равновесии, поэтому заселенности возбужденных состояний не будут Больцмановскими при локальных значениях  $T_e$ .

В этом случае для расчета заселенностей уровней  $N^+$  нужно использовать выражение аналогично полученному в [11] для атомов

$$n_k = n_k^0 \left( r_{1k} \frac{n_1}{n_1^0} + r_{ke} \frac{n_e n_{N+2}}{n_{N+K}} \right) \quad (r_{ke} = 1 - r_{1k}) \quad (2.4)$$

Здесь  $n_k$  — заселенность  $k$ -го уровня  $N^+$ ; градусами обозначены величины заселенностей, соответствующие Больцмановским при локальном  $T_e$ ;  $K$  — константа ионизационного равновесия реакции  $N^+ \rightleftharpoons N^{+2} + e$ . Коэффициентами  $r_{1k}$  и  $r_{ke}$  определяется связь уровня  $k$  с основным состоянием и с континуумом; их явный вид приведен в [11]. Величина  $r_{1k}$  слабо зависит от температуры и с ростом  $k$  быстро падает. Для  $k = 2$   $r_{12}$  имеет наибольшее значение ( $r_{12} \approx 0.1$ ).



Фиг. 7

На фиг. 7 для  $v_s = 21$  км/сек  $p_1 = 0.01$  мм рт. ст. представлено отношение  $n_k/n_k^0$  ( $n_k^0$  — заселенность  $k$ -го уровня в равновесной зоне) для уровней  $3s$  ( $k = 2$ , кривая 1) и высоковозбужденного состояния ( $k \gg 1$ , кривая 2). Максимум заселенности уровня  $3s$  возникает вследствие превышения  $T_e$  в неравновесной зоне над равновесным значением  $T_e$ . Профили  $n_k/n_k^0$  для остальных уровней находятся между кривыми 1 и 2. На фиг. 7 дано отношение интенсивности неравновесного излучения к равновесному в инфракрасной области спектра для  $\lambda \geq 2$  мк (кривая 3).

Аналогичные результаты получены для других  $v_s > 20$  км/сек.

Для  $v_s < 20$  км/сек профили излучения в спектральных линиях  $N^+$  до максимума  $N^{+2}$  подобны представленным на фиг. 7. После максимума в результате рекомбинации  $N^{+2}$  заселенности возбужденных состояний  $N^+$  могут превышать Больцмановские значения при локальных  $T_e$ , т. е.  $n_k > n_k^0$ . Уменьшение  $T_e$  при релаксации приводит к уменьшению  $n_k^0$ , а следовательно, к появлению максимума заселенностей  $n_k$ .

3. Рассмотрим влияние на результаты расчета допущений, сделанных в работе.

При расчете не учитывался вклад радиационных процессов в кинетику релаксации за фронтом. Проведенные оценки показали, что фотоионизация ионов и атомов не вносят существенного вклада в баланс генерации электронов. В то же время прекурсорные эффекты, связанные с опережающим излучением, могут быть значительны.

В данной работе не рассматривалось состояние газа в вязком скачке уплотнения, длина которого при рассматриваемых условиях может быть соизмерима с длиной неравновесной зоны [12]. В вязком скачке уплотнения происходит установление максвелловского распределения по скоростям тяжелых частиц, возможна также значитель-

ная диссоциация молекул  $N_2$  и ионизация [13]. При расчете не учитывалась также теплопроводность электронного газа. В работе [14], выполненной для случая больших скоростей, показано, что этот процесс влияет на профиль  $T_e$ , особенно перед фронтом волны. С уменьшением скорости ударной волны влияние теплопроводности падает, и для условий данной работы она играет меньшую роль, тем более, что рассматривается состояние газа только за фронтом волны. Таким образом, за счет фотоионизации перед фронтом, а также ионизации в скачке уплотнения концентрация электронов во фронте может быть значительной. Но, как показали оценки, она все же будет существенно меньше равновесной степени ионизации.

Для ударных волн в воздухе при  $v_s < 12$  км/сек, рассмотренных в [1-4], главным источником затравочных электронов, необходимых для развития ионизации электронным ударом, являлась ассоциативная ионизация. При больших скоростях ее значение уменьшается вследствие имеющейся начальной ионизации; лавинообразный процесс ионизации электронным ударом с большими градиентами  $n_e$  может начинаться от фронта, что приводит к малой зависимости решения от начальных условий. Профили параметров газа, полученные при различных начальных  $n_e$  и  $T_e$ , отличаются только в узкой области вблизи фронта.

Следует также отметить зависимость результатов от константы рекомбинации  $\alpha_2$ . При ее варьировании меняется время релаксации  $N^{+2}$ , но качественно результаты остаются прежними, т. е. имеет место изменение профилей  $N^{+2}$  от немоного к монотонному с ростом скорости, а также изменение характера зависимости времени ионизации как функции скорости.

4. Индивидуальность компонент воздуха заключена в основном в молекулах и при больших скоростях проявляется слабо. Поэтому данные настоящей работы по ионизационной релаксации в азоте можно использовать для оценки ионизации в воздухе. На фиг. 6 представлена зависимость от  $v_s$  времени ионизации в воздухе (кривые 1 [1] и 2 [3]). Из рассмотрения фигуры следует, что изменение характера зависимости времени ионизации от  $v_s$  возникает при тех скоростях, когда однократные или двукратные атомарные ионы начинают вносить существенный вклад в энтальпию и баланс электронов равновесного газа. Изменение характера в ходе времени ионизационной релаксации можно также ожидать при  $v_s \approx 40,55$  км/сек и так далее, что соответствует третьей, четвертой и последующим ионизациям (данные о вкладах ионов взяты из [8]).

Автор благодарен А. Х. Мнацаканяну за постановку задачи и обсуждение результатов, а также Г. А. Кобзеву и И. Т. Якубову за полезные обсуждения.

Поступила 9 III 1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. L i n S. C., T e a g e J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. II Theoret. Interpretations Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 3, p. 355.
2. Б и б е р м а н Л. М., Я к у б о в И. Т. Состояние газа за фронтом сильной ударной волны. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, № 3, стр. 340.
3. Ж е л е з н я к М. Б., М н а ц а к а н я н А. Х. Ионизационная релаксация за ударными волнами в воздухе. Теплофизика высоких температур, 1968, т. 3, № 3.
4. Л о с е в С. А., П о л я н с к и й В. А. Неравновесная ионизация воздуха за фронтом ударной волны при скорости 10 км/сек. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
5. W i l s o n J. Ionization rate of air behind high speed shock waves. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 10, p. 1913.
6. Б и б е р м а н Л. М., В о р о б ь е в В. С., Я к у б о в И. Т. К теории ионизации и рекомбинации в низкотемпературной плазме. ЖЭТФ, 1969, т. 56, № 6.
7. С и т о н М. Теория возбуждения и ионизации электронным ударом. В сб. «Атомные и молекулярные процессы», М., «Мир», 1964.
8. К у з н е ц о в Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
9. Ж е л е з н я к М. Б., М н а ц а к а н я н А. Х., Я к у б о в И. Т. Релаксация и неравновесное излучение за ударными волнами в воздухе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 4, стр. 161.
10. S m i t h K., H e n r y R. J., B u r k e P. G. Calculations on the scattering of electrons by atom systems with configurations  $2p^4$ . Phys. Rev., 1967, vol. 157, No. 1.
11. Б и б е р м а н Л. М., В о р о б ь е в В. С., Я к у б о в И. Т. К теории неравновесной низкотемпературной плазмы. В сб. «Магнитогидродинамический метод получения электроэнергии», М., «Энергия», 1968.
12. M o t t - S m i t h H. The solution of the Boltzmann equation for a shock wave. Phys. Rev., 1951, vol. 82, No. 6, p. 885.
13. C h u b b D. L., Ionizing shock structure in a monatomic gas. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 11, p. 2363.
14. М а г р е т о в а Н. Н., П а щ е н к о Н. Т., Р а й з е р Ю. П. Структура ударной волны, в которой происходит многократная ионизация атомов. ПМТФ, 1970, № 5, стр. 11.