

УДК 533.6.07.8:533.9.07

© 1992 г.

С. В. МАКАРЫЧЕВ, Г. Д. СМЕХОВ, М. С. ЯЛОВИК

ИЗЛУЧЕНИЕ И РАДИАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ПЛАЗМЫ КСЕНОНА ЗА ФРОНТОМ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Сильноионизованная плазма ксенона как источник мощного излучения в различных областях спектра широко применяется в промышленности и научных исследованиях. Среди различных способов получения плазмы особое место занимает газодинамический нагрев исходного газа в ударных волнах (УВ), позволяющий получать достаточно большие объемы однородно нагретой термодинамически равновесной плазмы.

Большой выход энергии излучения приводит, однако, к охлаждению плазмы. В [1] исследовалась излучательная способность и радиационное охлаждение слабоионизованной плазмы ксенона в диапазоне температур и давлений за фронтом УВ 8500–10 500 К, 0,6–1,5 атм (числа Маха падающей ударной волны М-11–16). По относительной скорости охлаждения в области, примыкающей к фронту УВ, определялся абсолютный выход энергии излучения. Расчеты мощности излучения сильноионизованной равновесной ксеноновой плазмы в области параметров 10 000–50 000 К, 0,1–10 атм выполнены в [2]. Было установлено, что при температурах выше 10 000–20 000 К (в зависимости от давления) излучаемый световой поток превышает поток энергии через фронт УВ, что должно вызывать сильное радиационное охлаждение. Однако параметры плазмы, установившиеся в результате охлаждения, в работах [1, 2] не определялись. В случае слабоионизованной плазмы при ряде упрощений уравнения, описывающие излучательную релаксацию за фронтом УВ, могут быть проинтегрированы аналитически. Для плазмы произвольной степени ионизации эта задача должна решаться численно.

В данной работе численно и экспериментально исследована излучательная способность и радиационное охлаждение плазмы ксенона в интенсивных ударных волнах с числами Маха $M=16-45$, в том числе экспериментально до $M=28$. Показано, что в этих условиях равновесная температура за ударной волной может уменьшиться в результате охлаждения в 1,5–2 раза.

1. Рассматривается равновесное состояние излучающей сильноионизованной плазмы за фронтом падающей ударной волны. Плазма полагается однородной, течение в ударной волне одномерным. Считается, что явления переноса (кроме потерь энергии при переносе излучения) несущественны, так что теплопроводностью, вязкостью и диффузией в потоке пренебрегается, а сам поток считается односкоростным. Сильноионизованная плазма инертных газов существенно многокомпонентна. Она состоит из электронов, нейтральных атомов и атомарных ионов в основных и возбужденных состояниях. В плазме происходят многочисленные физико-химические процессы, приводящие к изменению компонентного состава, которое отражается на газодинамических процессах и влияет на макропараметры — температуру, давление, плотность, мощность излучения и др.

Система уравнений, описывающая состояние многокомпонентной излучающей плазмы за фронтом УВ, включает прежде всего законы сохранения плотности потоков массы, импульса и энергии

$$\rho v = \rho_0 v_0 \quad (1.1)$$

$$P + \rho v^2 = P_0 + \rho_0 v_0^2 \quad (1.2)$$

$$h + \frac{v^2}{2} = h_0 + \frac{v_0^2}{2} - Q_{rad} \quad (1.3)$$

В этих уравнениях ρ — плотность, v — скорость, P — давление, h — энтальпия единицы массы, Q_{rad} — потери энергии на единицу массы при выходе излучения. Значения с индексом нуль относятся к начальному состоянию, например v_0 — скорость втекания в разрыв исходного газа (или скорость распространения УВ по неподвижному газу).

Компонентный состав плазмы описывается абсолютными концентрациями N_i — числом частиц i -го сорта в единице объема (полная концентрация $N = \sum N_i$) и относительными концентрациями $\gamma_i = N_i \rho^* / N^* \rho$, где N^* , ρ^* — концентрация и плотность в калибровочном состоянии (обычно в нормальных условиях). Тогда молекулярный вес плазмы определяется соотношениями

$$\mu = \mu^* / \gamma, \quad \mu^* = \sum \mu_i \gamma_i, \quad \gamma = \sum \gamma_i \quad (1.4)$$

а плотности компонентов и полная плотность плазмы равны (N_A — число Авогадро)

$$\rho_i = N_i \mu_i / N_A, \quad \rho = N \mu / N_A \quad (1.5)$$

В рассматриваемой области параметров плазму можно считать термодинамически идеальной и использовать уравнение состояния в виде (N_T — концентрация тяжелых частиц)

$$P = N_T k T + N_e k T_e \quad (1.6)$$

Удельная энтальпия плазмы определяется соотношением

$$h = H / \mu = (\sum \gamma_i H_i + \sum \gamma_i H_{i0}^{\circ}) / \mu^* \quad (1.7)$$

где H — молярная энтальпия плазмы, H_i — молярные энтальпии компонентов, H_{i0}° — энтальпии образования компонентов в стандартных условиях при нулевой температуре.

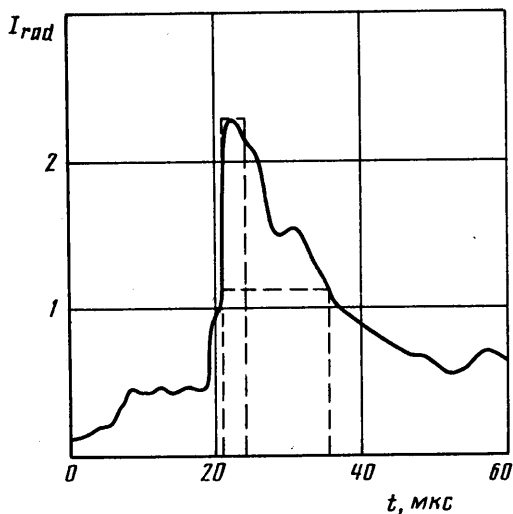
Для замыкания системы газодинамических уравнений (1.1)–(1.7) необходимо иметь уравнения для определения компонентного состава плазмы — значений γ_i . В качестве них использовались уравнения описанного в [3] метода расчета равновесного состава многокомпонентного реагирующего газа с заданными значениями плотности и температуры. Метод основан на решении уравнений, выражающих закон действующих масс, связывающий в состоянии равновесия концентрации сложных компонентов γ_i ($i = r+1, r+2, \dots, m$) с концентрациями составляющих их базовых элементов ξ_j ($j = 1, 2, \dots, r$) в свободном состоянии

$$\frac{\prod_{j=1}^r \xi_j^{Q_{ij}}}{\gamma_i} = K_i^* = K_i \left(\frac{P_H \rho^*}{N k T \rho} \right)^{\sum_{j=1}^r Q_{ij} - 1} \quad (1.8)$$

Здесь K_i — константа равновесия реакции полного распада i -го сложного компонента на элементы при нормальном давлении P_H , K_i^* — при плотности ρ . Q_{ij} — стехиометрическая матрица состава компонентов из элементов. Для положительного иона кратности Z соответствующий член матрицы равен $(-Z)$.

Число уравнений (1.8) равно числу сложных компонентов $m-r$. Эти уравнения решаются совместно с r уравнениями сохранения элементного состава единицы массы газа

$$\sum_{i=1}^m Q_{ij} \gamma_i = \sum_{i=1}^m Q_{ij} (\gamma_i)_0 \quad (1.9)$$



Фиг. 1

В данной работе рассматривалось общее количество компонентов $m=32$. Оно включало свободные электроны, нейтральные атомы XeI (10 компонентов — основное и 9 — электронно-возбужденных состояний), однократные ионы XeII (10 компонентов), двукратные ионы XeIII (10 компонентов) и трехкратные ионы в основном состоянии. Элементами считались свободные электроны и атомы XeI в основном состоянии, так что число уравнений (1.9) было равно $r=2$.

Решение системы уравнений (1.1)–(1.9) проводилось итерационным методом. Перед началом расчета задавались исходные приближения скорости и температуры потока. При определенных значениях плотности, вычисленной по (1.1), и температуры правые части (1.8) известны, поэтому нахождение равновесного состава сводится к решению системы (1.8), (1.9) относительно m неизвестных $\gamma_i \xi_j$. После ее решения проверялось соответствие вычисленного состава газодинамическим уравнениям и соответствующим выбором переменных осуществлялось приведение полной системы к тождественным равенствам.

2. По найденному компонентному составу и равновесным параметрам плазмы рассчитывалась интенсивность излучения в линейчатом и непрерывном спектрах и определялась входящая в (1.3) величина суммарных радиационных потерь энергии Q_{rad} .

Учет радиационных потерь энергии сильноионизованной плазмой в общем случае достаточно труден. Это связано со сложным характером спектра и необходимостью решения уравнений переноса излучения. Поэтому на практике для расчета величины Q_{rad} используют различные приближенные модели, учитывающие специфику конкретной задачи.

На фиг. 1 показана в относительных единицах типичная временная развертка наблюдаемого в экспериментах импульса излучения I_{rad} в направлении, перпендикулярном направлению распространения ударной волны. Если считать, что к моменту максимума сигнала ионизационная релаксация и релаксация электронной энергии завершились, то последующий спад сигнала объясняется излучательной релаксацией — охлаждением за счет выхода энергии излучения. При этом в каждый момент времени параметры плазмы могут быть найдены решением равновесной задачи с учетом потерянной энергии. Плазма, образующаяся в плоских ударных волнах, реализующихся в экспериментах на ударных трубах, однородна в поперечном сечении трубы. Будем считать ее одно-

родной и вдоль направления потока. В расчете это соответствует замене реально наблюдаемого сигнала прямоугольным импульсом, высота которого соответствует ординате сигнала, а ширина — абсциссе, отсчитываемой от переднего фронта импульса. В разд. 4 вычисляется и сравнивается с измеренной в опытах температура в вершине импульса (высокий узкий прямоугольник на фиг. 1, толщина излучающего слоя $L = \tau_{rad} v \cong 1$ см) и на половине высоты сигнала (низкий широкий прямоугольник, $L \cong 7,5$ см).

В предположении однородности излучающего слоя плазмы и изотропности самого излучения световой поток, проходящий через каждую грань излучающего куба с ребром a , одинаков и равен $S = J(1 - \exp(-ka))/6k$, откуда следует приближенное выражение для мощности радиационных потерь энергии единицей объема плазмы

$$W_{rad} = J \frac{1 - \exp(-ka)}{ka} \quad (2.1)$$

Входящие сюда излучательная способность плазмы J (Вт/см³) и коэффициент поглощения k рассчитываются отдельно для непрерывного и линейчатого излучения. Используя (2.1), нетрудно получить подобное выражение для мощности радиационных потерь излучающего параллелепипеда с произвольными размерами сторон.

В случае непрерывного спектра слагаемые интегральной по частоте величины J , обусловленные свободно-свободными (тормозное излучение) и свободносвязанными (излучательная рекомбинация) переходами электронов, описываются выражениями [4, 5]

$$J_{HT} = 1,42 \cdot 10^{-34} g_i Z^2 T_e^{1/2} N_e N_i \quad (2.2)$$

$$J_{HP} = 5 \cdot 10^{-29} Z^4 T_e^{-1/2} N_e N_i \quad (2.3)$$

Поглощение плазмы в непрерывном спектре характеризуется эффективным коэффициентом k_H [4]

$$k_H = \frac{J_{HT} + J_{HP}}{4\sigma T^4} \quad (2.4)$$

В (2.2)–(2.4) входят концентрации электронов N_e и ионов N_i (см⁻³), температура электронов T_e (К), кратность ионов Z , множитель Гаунта $g_i \cong 1,5$, постоянная Стефана – Больцмана σ .

Для линейчатого спектра излучательная способность плазмы на частоте линии ν_{ik} и коэффициент поглощения определяются обычным образом

$$J_{ik} = A_{ik} N_i h \nu_{ik} \quad (2.5)$$

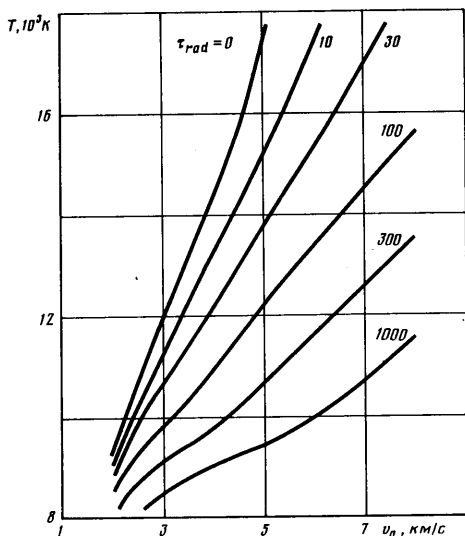
$$k_{ki} = \frac{A_{ik} N_k}{8\pi \nu_{ik}^2 \Delta \nu c} \frac{g_i}{g_k} \left(1 - \frac{g_k N_i}{g_i N_k} \right) \quad (2.6)$$

где ν_{ik} — частота перехода (в (2.6) она в см⁻¹), $\Delta \nu$ — ширина линии, g_i и g_k — статистические веса уровней, A_{ik} — вероятность спонтанного перехода, h — постоянная Планка, c — скорость света.

Определенная выражением (2.1) объемная мощность радиационных потерь связана с входящей в (1.3) удельной энергией потерь Q_{rad} соотношением

$$Q_{rad} = \frac{W_{rad} \tau_{rad}}{\rho} \quad (2.7)$$

где τ_{rad} — продолжительность времени радиационного охлаждения светящегося слоя плазмы. Таким образом, полная система уравнений (1.1)–(1.9), (2.1)–(2.7) оказывается замкнутой, что позволяет рассчитывать



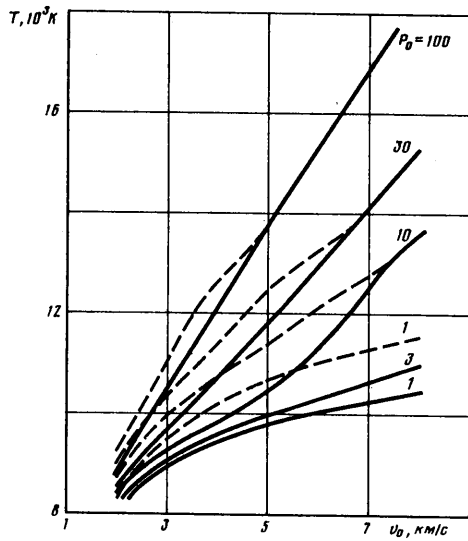
Фиг. 2

равновесные параметры плазмы за фронтом УВ с учетом радиационного охлаждения.

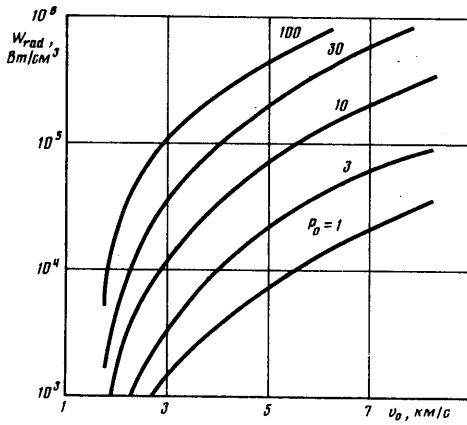
3. На фиг. 2 показано уменьшение равновесной газодинамической температуры ксеноновой плазмы за фронтом УВ по мере увеличения времени высвечивания τ_{rad} , мкс, для начального давления ксенона $P_0 = 10$ Торр, толщины излучающего слоя $L = 5$ см и скоростей УВ $v_0 = 2-8$ км/с. Верхняя кривая ($\tau_{rad} = 0$) соответствует температуре, даваемой решением системы (1.1)–(1.9) без учета радиационного охлаждения. С ростом времени выхода излучения температура плазмы быстро падает, поэтому существенное значение имеет вопрос о правильном выборе τ_{rad} . Для одномерного течения за плоским фронтом УВ можно считать, что время потерь энергии каждой излучающей жидкой частицей плазмы равно времени ее нахождения в светящемся слое, примыкающем к фронту УВ, т. е. $\tau_{rad} = L/v$. Скорость вычисляется в процессе решения, а эмпирический параметр L оценивается по осциллограммам сигнала излучения.

Температура плазмы при разных начальных давлениях P_0 , Торр, и величине $\tau_{rad} = L/v$ показана на фиг. 3. Взяты типичные для ударных труб значения $L = 5$ см (сплошная линия) и 1 см (штриховая). Как и в случае неизлучающей плазмы, увеличение P_0 при постоянной скорости УВ приводит к увеличению температуры. Оно ведет также к росту оптической толщины плазмы, поэтому при повышении давления кривые для $L = 5$ и 1 см сближаются, а при больших скоростях УВ, когда плазма становится оптически плотной, сливаются совсем. В этих условиях светящийся слой плазмы за фронтом УВ становится поверхностным излучателем. Действительно, из (2.1) следует, что в случае малой оптической толщины ($ka \ll 1$) мощность потерь $W_{rad} \approx J$, т. е. не зависит от a . При большой оптической толщине ($ka \gg 1$) имеем $W_{rad} \approx J/ka$. В первом случае потери энергии носят объемный характер, во втором — поверхностный.

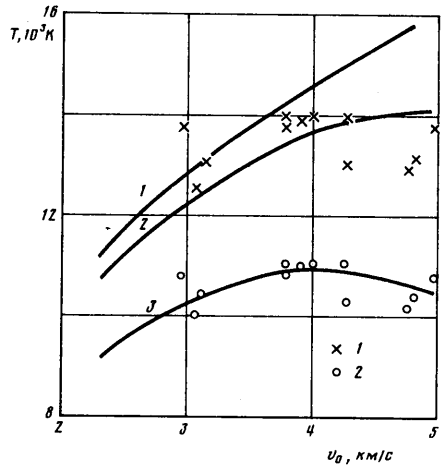
Оценить плазму ксенона с точки зрения эффективности преобразования энергии ударной волны в излучение можно сравнением абсолютных значений вышедшей из плазмы энергии излучения Q_{rad} и удельной энтальпии h , оставшейся в плазме после прохождения УВ. Расчеты по-



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

казывают, что, начиная со скорости УВ 3 км/с, Q_{rad} превышает h , а при 5 км/с она больше h почти на порядок. Энергия УВ в этих условиях расходуется в основном на излучение, в спектре которого при этом преобладает рекомбинационный континуум. Этим объясняется высокая эффективность ксенона как излучателя широкого спектрального диапазона.

Зависимости удельной объемной мощности излучения от v_0 и P_0 , Торр, удобные для практической оценки излучательной способности плазмы при $L=5$ см, представлены на фиг. 4. Они отражают реально достижимый уровень мощности излучения плазмы с учетом ее радиационного охлаждения.

4. В данном разделе представлены результаты применения описанного метода расчета к конкретным условиям экспериментов, выполненных на ударной трубе диафрагменного типа с внутренним диаметром $d=16$ см. Камера высокого давления трубы заполнялась гремучей смесью $O_2:N_2:He$ в отношении 3:6:26 атм. Камера низкого давления наполнялась ксеноном до давлений 6,5–40 Торр. Скорость ударной вол-

P_0 , Торр	v_0 , км/с	В максимуме			На полувысоте		
		T , К	P , МПа	W_{rad} , кВт/см ²	T , К	P , МПа	W_{rad} , кВт/см ²
55	2,5	11 200	2,12	41,4	9 490	2,20	18,5
37	3,0	12 200	2,14	62,5	10 200	2,20	26,3
25	3,5	13 000	2,01	81,7	10 700	2,06	32,5
17	4,0	13 700	1,81	98,9	10 900	1,87	35,6
10	4,5	13 900	1,35	100,0	10 800	1,40	33,3
6	5,0	14 100	1,02	99,2	10 600	1,05	29,1

ны, распространяющейся по камере низкого давления после поджига смеси и разрыва диафрагмы, измерялась ионизационными датчиками, встроенными в стенку трубы. Яркостная температура плазмы за фронтом УВ определялась путем сравнения амплитуды сигнала излучения, выводимого через кварцевые окна трубы, с сигналом эталонного источника излучения (искровой источник Подмошенского) при неизменной апертуре регистрирующей системы. Для исключения влияния случайного разброса начальных данных на результаты расчета проводилась аппроксимация экспериментальной зависимости $v_0(P_0)$ регулярной кривой.

Результаты расчета реализующихся в эксперименте равновесных температуры, давления и излучаемой мощности в максимуме и на полувысоте интенсивности излучения (см. фиг. 1) представлены в таблице. Сравнение расчетных значений температуры с экспериментальными (I — температуры в максимуме, II — на полувысоте наблюдаемого сигнала) показано на фиг. 5. В расчетах полагалось, что излучающий слой плазмы за фронтом УВ имеет форму цилиндра с диаметром основания $d=16$ см и высотой $L=7,5$ см (среднее значение, определенное по ряду осциллограмм). Верхняя кривая 1 — равновесная температура без учета выхода излучения ($\tau_{rad}=0$); где нижние — с учетом выхода излучения ($\tau_{rad}=L/v$). Кривая 2 ($L=1$ см) соответствует максимуму, кривая 3 ($L=7,5$ см) — полувысоте импульса излучения. Видно, что при увеличении скорости УВ рост температуры плазмы замедляется, а при 4 км/с прекращается совсем. Сравнение расчетной температуры с измеренной удовлетворительное. Несмотря на разброс измеренных значений, экспериментальные точки группируются вокруг расчетных кривых и хорошо отражают отсутствие роста температуры с ростом скорости УВ. Причиной прекращения роста температуры при больших значениях скорости ударной волны является падение плотности плазмы за фронтом УВ, обусловленное методикой эксперимента (увеличением скорости УВ за счет уменьшения начального давления ксенона).

При использованной в экспериментах мощности накачки (исходном давлении гремучей смеси 35 атм) оптимальными начальными условиями являются $P_0=20$ Торр, $v_0=4$ км/с. Оценим полный съем энергии излучения в этих условиях за один цикл работы ударной трубы. При выводе излучения через прозрачный торец трубы общее время излучения составит D/v_0 , где D — длина камеры низкого давления. Объем излучающего слоя равен $V=\pi d^2 L/4 \approx 1500$ см³. Так как в сторону торца светит примерно 1/6 часть всего изотропного излучения слоя плазмы, то полный съем энергии за один выстрел трубы будет равен $E_{rad} = W_{rad} V D / 6 v_0$. При $W_{rad}=35$ кВт/см², $D=12$ м, $v_0=4$ км/с это дает энергию 26 кДж, излучаемую за время около 3 мс.

Усилением внешней накачки можно добиться существенного увеличения излучательной способности плазмы. Например, при $P_0=30$ Торр, $v_0=4$ км/с мощность излучения составит 58 кВт/см², энергия $E_{rad} =$

=43 кДж; при $P_0=100$ Торр, $v_0=4$ км/с соответственно 160 кВт/см² и 120 кДж. Указанные значения сравнимы с параметрами промышленных ксеноновых ламп-вспышек, используемых для световой накачки твердотельных импульсных лазеров. Это позволяет рассматривать устройства с газодинамическим нагревом плазмы в ударных волнах как альтернативные источники мощного излучения, использующие неэлектрические формы энергии питания (энергию сжатого газа или химическую энергию взрывчатых веществ), что в ряде случаев может оказаться предпочтительнее.

В заключение отметим, что в данной работе равновесные параметры плазмы рассчитывались в предположении однородности излучающего слоя за фронтом УВ. Этого достаточно для многих практических приложений, однако для исследования спектрально-временных характеристик импульса излучения и рассмотрения нестационарных процессов, происходящих в ударной волне, необходимо численное моделирование кинетики ионизационной и излучательной релаксаций плазмы за фронтом УВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козлов Г. И., Ройтенбург Д. И. Излучательная способность и радиационное охлаждение ксенона, нагретого ударной волной // Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 36. Вып. 5. С. 850–856.
2. Kobayashi Y., Nerem R. M. An estimate of radiative emission from an isothermal xenon plasma at temperatures up to 50,000 K // J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 1972. V. 12. № 11. P. 1647–1657.
3. Снежков Г. Д., Фогиев В. А. О вычислении равновесного состава высокотемпературного газа // Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1978. Т. 18. С. 1283–1290.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
5. Лукьянов Г. А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, Ленингр. отделение, 1985. 264 с.

Москва

Поступила в редакцию
25.II.1991