

УДК 533.6.011:535.24

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СЛОЕ НАГРЕВАЕМОГО МОЩНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ГАЗА ПРИ РАЗГОНЕ ИМ ПРЕГРАДЫ

НЕМЧИНОВ И. В., ХАЗИНС В. М.

Численными методами в случае двух переменных изучаются газодинамические процессы в слое газа, прилегающем к преграде. Течение газа возникает вследствие поглощения им мощного излучения. Показана возможность существования кумулятивных эффектов и установления квазистационарного режима истечения и нагрева при длительном воздействии излучения.

Мощные потоки излучения или быстрых частиц, вызывающие испарение поверхностных слоев преграды, разогрев паров и их разлет с большими скоростями позволяют за счет возникающей реактивной силы осуществлять разгон такой преграды. Если оставшаяся её часть меньше, чем испарившаяся, то достигнутые скорости будут даже выше, чем характерные скорости истечения.

Для получения наибольших скоростей движения такого тела необходимо достичь и высоких скоростей истечения. Однако они часто лимитируются эффектами переизлучения [1-3], возрастающими с ростом температуры плазмы. При той же температуре наибольшая скорость истечения может быть достигнута для веществ с малым атомным весом, а малый атомный номер обеспечивает слабую роль переизлучения. Низкая теплота испарения обеспечивает малые затраты энергии на образование рабочего газа. В то же время с тем, чтобы разгоняемая часть сохраняла свою целостность, желательно, наоборот, иметь высокую температуру ее плавления и испарения, высокую теплоту испарения. Отсюда и из ряда других соображений естественно возникает концепция использования на поверхности разгоняемой преграды специального слоя («аблятора»), имеющего низкую температуру испарения и состоящего из элементов с малым атомным номером (например, лед, органические полимеры и т. д.). Такие многослойные мишени были предложены и используются для задач термоядерного синтеза [4-6]. Однако они, конечно, могут применяться и для плоских преград (см., например, [7]).

При испарении аблятора возникает ударная волна, которая доходит до границы преграды и, отражаясь от обычно более плотных ее слоев, проникает в глубь неё. Чтобы такая ударная волна не испаряла разгоняемую часть и не нагревала ее сильно, вещество преграды должно обладать высоким модулем объемного сжатия, что согласуется с требованием высокой теплоты испарения. В дальнейшем будем считать эту преграду жесткой, во всяком случае в начальной стадии разгона.

Для уменьшения затрат энергии на испарение аблятора можно использовать перед началом воздействия основного импульса предимпульс меньшей мощности, который образует слой пара, разогревает его и даже ионизует. В то же время, если достигнутые в таком предимпульсе температуры и скорости истечения невелики, то такой газообразный слой перед началом воздействия основного импульса представляет из себя еще плоский слой. При достаточно же сильном воздействии основного импульса и сравнительно низкой плотности первоначально твердого аблятора (например, состоящего из пористого вещества) его можно считать газообразным уже в период распространения первой ударной волны. Отвлекаясь от ряда физических и технических аспектов этой проблемы, будем считать слой аблятора с самого начала газообразным.

Для случая неизменного во времени коэффициента поглощения падающего излучения или пучка частиц и для условий плоской геометрии процесс образования ударной волны, ее распространения по холодным слоям газа у преграды, куда еще не проникло излучение, отражения от преграды был рассмотрен в [8]. Оказалось, что при достаточной длительности процесса энерговыведения отраженная ударная волна задолго до конца импульса излучения успевает вернуться к нагреваемому слою и вносит в «инертный» (не нагреваемый излучением) слой лишь небольшую энергию. Поэтому увеличение импульса за счет эффекта короткого удара [9] невелико. Давление на преграде в среднем начинает следовать за давлением в горячем слое, которое постепенно понижается со временем в соответствии с автомоделными решениями [10-12]. Однако в период первого и нескольких последующих

колебаний давления максимальная амплитуда может заметно превышать среднее давление и это обстоятельство может быть существенным для ответа на вопрос о возможности сохранения целостности разгоняемой преграды или её дезинтеграции. Такие же колебания, естественно, существуют и при отражении от преграды ударной волны, генерируемой впереди самосогласованной волны нагрева и разрежения, возникающей при действии на плазму лазерного излучения, когда массовый коэффициент поглощения падает с плотностью [41].

Условия одномерности течения для преграды и слоя аблятора конечного радиуса нарушаются прежде всего в горячем слое. После того как его толщина становится сравнимой с радиусом, существенным оказывается разлёт не только в направлении, перпендикулярном преграде (вдоль направления распространения излучения), но и в боковом направлении. Это приводит к более быстрому понижению плотности, чем в плоском случае, соответствующему уменьшению линейного коэффициента поглощения $k = \kappa/\rho$ даже при неизменности массового коэффициента κ , просветлению разлетевшихся периферийных слоев, проникновению излучения в более глубокие слои и, в конце концов, к возникновению квазистационарного режима нагрева и разлета [43]. Увеличение массы нагреваемого слоя за счет просветления периферийных слоев приводит к возрастанию давления на преграде. С другой стороны, установление стационарного режима способствует стабилизации газодинамических процессов.

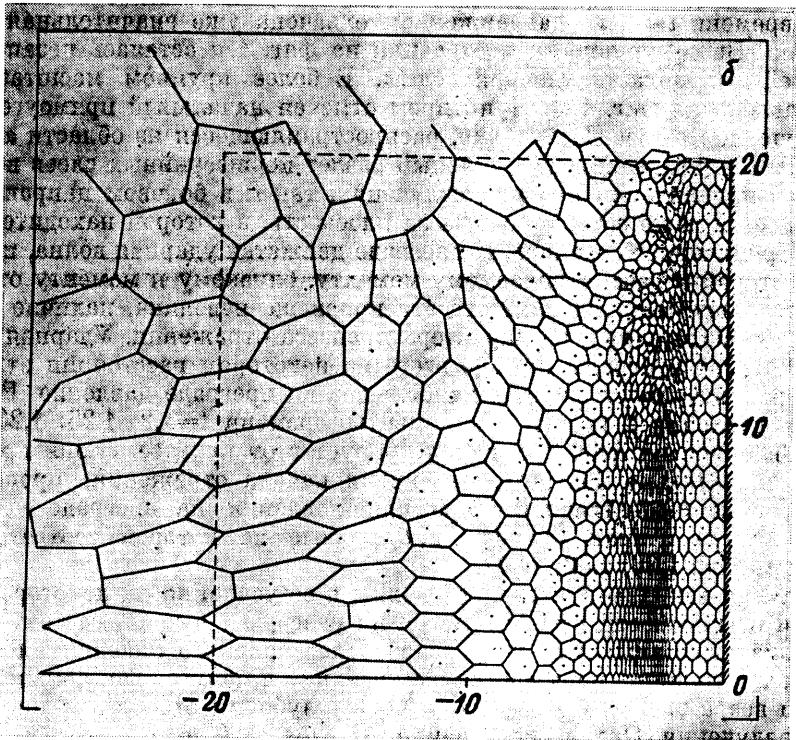
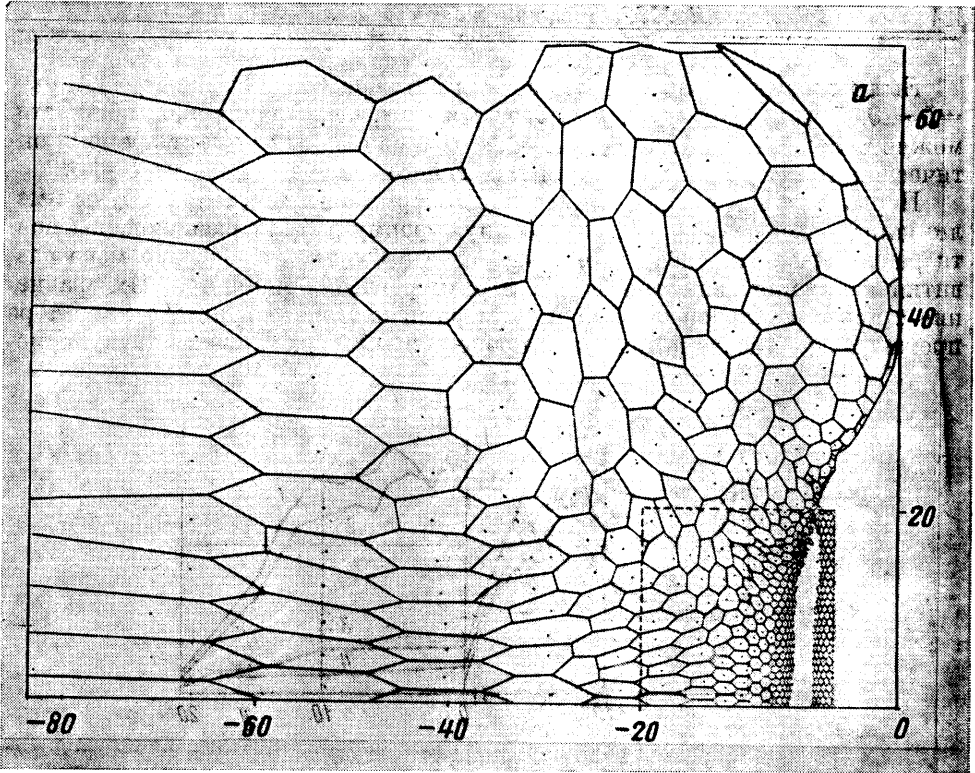
При облучении сферической преграды со всех сторон возникающее в квазистационарном режиме течение радиально-симметрично [13]. При одностороннем облучении преграды течение двумерно и это приводит к тому, что переменным является и распределение давления по поверхности преграды. Такие нагрузки способствуют искривлению преграды и ухудшают ее характеристики как ударника. Эффекты неоднородности могут проявляться и в начальной стадии разгона, т. е. в стадии, когда возникающие давления максимальны и могут быть наиболее опасны для разгоняемой преграды. Так, за счет двумерности разлета горячего газа неодинаковой является оптическая толщина на пути луча на различных расстояниях от его оси. Это приводит к различию в расходе массы через возникающий и движущийся в глубь аблятора фронт нагрева, что, в свою очередь, способствует искривлению фронта ударной волны и соответствующей неодновременности ее отражения от преграды. Все эти вопросы могут быть исследованы лишь применением численного метода решения соответствующей двумерной газодинамической задачи.

В основу использованного лагранжевого метода расчета были положены идеи «свободного» расположения пространственных точек [14–16]. Было учтено энерговыделение при поглощении излучения, распространяющегося вдоль лучей. Интерполяцию термодинамических параметров на луч благодаря свойствам ячеек Дирхле оказалось возможным выполнить достаточно простым образом.

Рассмотрим задачу о нагреве газа, заполняющего первоначально прямоугольный параллелепипед или круговой цилиндр радиуса r_0 , причем в начале газ является абсолютно холодным, неподвижным и имеющим постоянную в пределах всего этого объема плотность ρ_0 . С одной стороны, параллелепипед примыкает к жесткой преграде, с остальных сторон окружен вакуумом. Излучение падает перпендикулярно преграде вдоль оси x . Начальная высота параллелепипеда или цилиндра вдоль этой оси равна L . Плотность потока излучения будем считать постоянной и равной q_0 в течение всего времени действия и в пределах всего прямоугольного сечения ($0 \leq y \leq y_0$, $0 \leq z \leq z_0$) или в пределах круглого сечения $r \leq r_0$.

Естественно, что для того, чтобы задача оставалась двумерной, необходимо, чтобы параллелепипед был бесконечно длинным вдоль одной из своих сторон (т. е., скажем, $z_0 = \infty$), что моделирует реальную трехмерную ситуацию для $z_0 \gg y_0$.

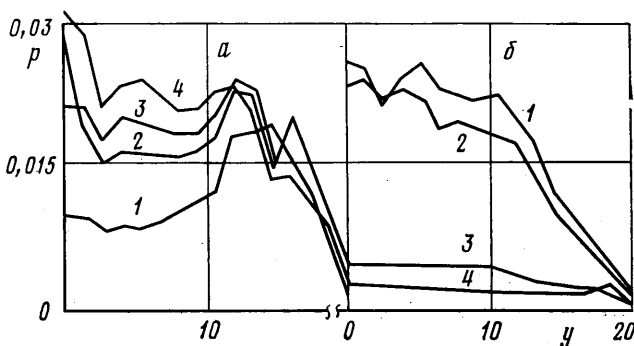
Массовый коэффициент поглощения κ считался зависящим от внутренней энергии e единицы массы газа и плотности ρ по степенному закону: $\kappa = K e^{-\alpha e}$. Случай $\alpha = 3/2$, $\beta = 1$ соответствует поглощению лазерного излучения полностью ионизованным газом, $\alpha = 0$, $\beta = 0,6$ — нагреву длинноволновым излучением многократно ионизованного газа, $\alpha = 0$, $\beta = 0$ — нагреву слабоионизованного газа достаточно жестким излучением. Ограничимся здесь описанием случая $\alpha = 0$, $\beta = 0$ и бесконечно длинного параллелепипеда (плоская задача) по причинам, указываемым ниже.



Фиг. 1

Были проведены численные расчеты двумерной задачи для $\gamma=1,4$, $y_0=L=20$. В задаче имеется подобие, поэтому, не ограничивая общности, можно положить $q_0=1$, $\rho_0=1$ и $K=1$, т. е. в начальный момент времени оптическая толщина слоя газа для падающего излучения $\tau_0=\kappa_0 L=20$.

Первоначально ячейки или, согласно терминологии [14], глобулы имели одинаковый размер и шестиугольную форму и были расположены почти равномерно. Их число в течение расчета составляло 946. По мере развития движения вещества форма и размер глобул меняются. Их сравнение с первоначальной формой и размерами позволяет судить о характере протекающих газодинамических процессов. Фигура 1 соответствует мо-

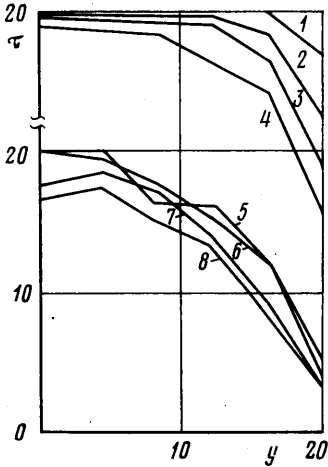


Фиг. 2

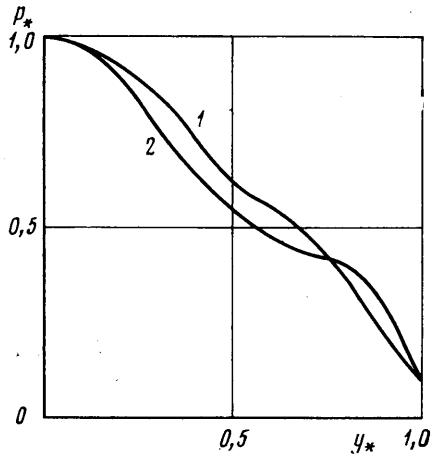
менту времени $t=1$, когда движением охвачена уже значительная часть вещества. Ввиду трудности построения на фиг. 1, а осталась незаполненной ячейками область ударной волны. В более крупном масштабе она представлена на фиг. 1, б. Пунктиром отмечен начальный прямоугольник невозмущенного газа. Излучение, распространяющееся из области $x=-\infty$, поглощается в газе, вызывая сильный разлет периферийных слоев вещества как в направлении падения излучения, так и в боковом направлении. Наблюдается даже затекание газа за плоскость, в которой находится преграда ограниченного размера. К преграде движется ударная волна, поверхность которой к рассматриваемому моменту, близкому к моменту отражения, несколько искривлена. Хотя эта кривизна невелика, наличие ее существенно сказывается на характере процесса отражения. Ударная волна отражается от преграды прежде всего на некотором расстоянии от точки $y=0$, где и возникает сначала наибольшее на преграде давление. Распределение давления p по оси y в моменты времени $t=1,2; 1,25; 1,26; 1,29$ представленное на фиг. 2, а, демонстрирует этот процесс. Лишь при временах, значительно больших, чем время начала отражения, происходит установление «естественного» профиля давления на преграде — со спадом от центра к краю (см. фиг. 2, б, кривые на которой соответствуют временам 1,33; 1,36; 1,62; 1,87).

Причина искривления ударной волны и ее усиления на некотором расстоянии от плоскости $y=0$, несмотря на разгрузку с края, состоит в том, что вблизи границы луча $y=y_0$ из-за более сильного падения плотности оптическая толщина понижается быстрее, чем в центре. Тем самым в этой области возрастает выброс массы и более глубоким становится проникновение излучения. Оптическая толщина τ слоя газа до преграды в зависимости от расстояния вдоль оси y в моменты времени $t=0,28; 0,6; 0,83; 1,2; 1,29; 1,36; 1,62; 1,94$ приведена на фиг. 3.

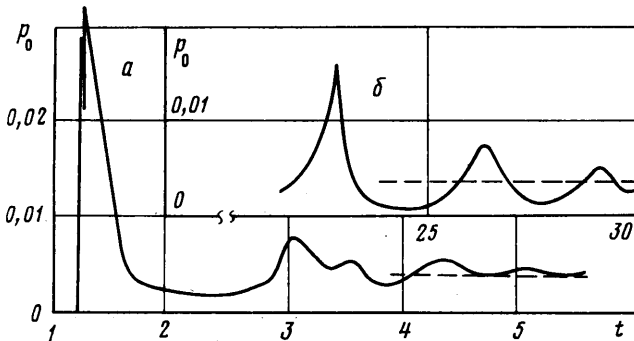
Указанный эффект приводит к тому, что при временах порядка времени отражения ударной волны от преграды импульс давления на ней оказывается выше на некотором удалении от центра. Если прекратить воздействие излучения, то такое распределение импульса приведет к соответствующему распределению скоростей отдельных частей преграды и ее изгибу (края будут прогнуты сильнее в направлении распространения излу-



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

чения, чем центр). Лишь при достаточно больших временах воздействия устанавливается такое распределение импульса, которое, наоборот, приводит к большей прогнутости центра.

С увеличением показателя степени β и переходом от плоской геометрии к цилиндрической эффект просветления края будет более сильно выраженным и соответственно более сильной будет кривизна ударной волны, а с ней и возникающие кумулятивные эффекты. Они, конечно, могут быть усилены или ослаблены путем соответствующего пространственно-временного распределения интенсивности падающего излучения или распределения начальной плотности газа. Что же касается существования таких эффектов в «естественном состоянии» (при равномерной облученности), то, по-видимому, это отмечается впервые.

Как предполагалось в [13], при больших временах воздействия, но когда еще не произошло полное «прогорание» слоя газа, должен устано-

виться квазистационарный режим разлета и нагрева газа. Расчеты подтвердили, что распределение давления по преграде действительно начинает весьма слабо меняться со временем, как это видно из фиг. 4, где показана зависимость приведенного давления $p_* = p/p_0$ от приведенной координаты $y_* = y/y_0$ в моменты времени $t = 4,93; 54,81$ (p_0 — давление в центре, $y_0 = L$). Пульсации во времени также постепенно затухают. Сравнивая зависимость давления в центре от времени в двумерной задаче (фиг. 5, а) с аналогичным расчетом одномерной цилиндрической задачи с начальным радиусом цилиндра $r_0 = y_0 = 20$ при радиально-симметричном всестороннем облучении и квазистационарном разлете (фиг. 5, б), получаем, что при этих условиях устанавливающиеся во времени давления близки. Это позволяет легко оценивать величины давления и импульса в квазистационарной стадии для более сложного уравнения состояния, сложной зависимости коэффициента поглощения от температуры T и плотности ρ , ибо эти зависимости $\kappa(e, \rho)$, $\gamma(e, \rho)$ и $T(e, \rho)$ легко учитываются в квазистационарной одномерной задаче [17]. Что же касается начальной стадии разгона преграды отраженной ударной волной, то здесь необходимы численные расчеты двумерной нестационарной задачи типа описанных выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Параметры плазмы, образующейся под действием микросекундных импульсов излучения лазеров на алюминиевую преграду в вакууме.— Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 10, с. 2123—2131.
2. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Численное исследование взаимодействия излучения лазеров с преградой в вакууме с учетом спектрального состава излучения, испускаемого образующейся плазмой.— Квантовая электроника, 1980, т. 7, № 11, с. 2356—2361.
3. Добкин А. В., Косарев И. Б., Немчинов И. В. Излучение плазмы, образовавшейся при ударе быстрых частиц о преграду.— Ж. техн. физ., 1979, т. 49, № 7, с. 1405—1407.
4. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Волосевич П. П., Гамалий Е. Г., Крохин О. Н., Курдюмов С. П., Леванов Е. И., Розанов В. Б., Самарский А. А., Тихонов А. Н. Лазерные термоядерные мишени с большими коэффициентами усиления.— In: Plasma physics and controlled nuclear fusion research. Tokyo, 1974, v. 2. Vienna, 1975, p. 559—563.
5. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Волосевич П. П., Гамалий Е. Г., Крохин О. Н., Курдюмов С. П., Леванов Е. И., Розанов В. Б., Самарский А. А., Тихонов А. Н. Лазерное иницирование термоядерных реакций в неоднородных сферических мишенях.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, № 2, с. 150—155.
6. Auerbach J. M., Mead W. C., Campbell E. M., Matthews D. L., Bailey D. S., Hat-cher C. W., Koppel L. N., Lane S. M., Lee P. H. Y., Manes K. R., McClellan G., Phil-lyon D. W., Price R. H., Rupert V. C., Slivinsky V. W., Swift C. D. Compression of polymer-coated laser-fusion targets to ten times liquid DT density.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, No 25, p. 1672—1675.
7. Zigler A., Zmora H., Paiss Y., Schwob J. L. The expansion of a laser-produced alu-minium plasma and heat penetration in multi-layered targets.— J. Phys. D, Appl. Phys., 1977, v. 10, No 12, p. 159—162.
8. Немчинов И. В. О движении плоского слоя нагреваемого газа и его асимптоти-ках.— В сб.: Механика сплошной среды и родственные проблемы анализа. М.: Наука, 1972, с. 337—369.
9. Зельдович Я. Б. Движение газа под действием кратковременного давления (уда-ра).— Акуст. ж., 1956, т. 2, № 1, с. 28—38.
10. Немчинов И. В. Разлет плоского слоя газа при постепенном выделении энергии.— Ж. прикл. механ. и техн. физ., 1961, № 1, с. 17—26.
11. Афанасьев Ю. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В. Газодинамические процессы при нагревании вещества излучением лазера.— ПММ, 1966, т. 30, № 6, с. 1022—1028.
12. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Высокотемпературные и плазменные явления, возникающие при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом.— В сб.: Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974, с. 311—353.
13. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания.— ПММ, 1967, т. 31, № 2, с. 300—319.

14. Глаголева Ю. П., Жогов Б. М., Кирьянов Ю. Ф., Мальшаков В. Д., Нестеренко Л. В., Подливаев И. Ф., Софронов И. Д. Основы методики «Медуза» численного расчета двумерных нестационарных задач газодинамики. — В сб.: Числ. методы мех. сплошной среды. Т. 3, № 2. Новосибирск, 1972, с. 18–55.
15. Дьяченко В. Ф., Ишеник В. С. Двумерная магнитогидродинамическая модель плазменного фокуса Z-пинча. — В сб.: Вопр. теории плазмы. Вып. 8. М.: Атомиздат, 1974, с. 164–246.
16. Анучина Н. И., Бабенко К. И., Годунов С. К., Дмитриев Н. А., Дмитриева Л. В., Дьяченко В. Ф., Забродин А. В., Лукуцевский О. В., Малиновская Е. В., Подливаев И. Ф., Прокопов Г. П., Софронов И. Д., Федоренко Р. П. Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов задач математической физики. М.: Наука, 1979. 295 с.
17. Малевича Т. Б., Немчинов И. В. Параметры стационарной радиально-симметричной струи паров, нагреваемых излучением ОКГ. — ПМТФ, 1972, № 5, с. 58–75.

Москва

Поступила в редакцию
6.V.1981