

ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗОВАВШЕЙСЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСА БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ НА ФОЛЬГУ В ВАКУУМЕ

А. В. Добкин, И. В. Немчинов
(Москва)

При взаимодействии мощного потока лазерного излучения или потока быстрых частиц с преградой возникает ее испарение. Образуется плотная и горячая плазма, которая сама интенсивно излучает. Параметры такой плазмы и характеристики испускаемого ею излучения при воздействии на алюминиевую преграду в вакууме мощных потоков энергии определялись ранее для случая излучения лазера [1] и пучка протонов [2]. В обоих случаях для импульсов микросекундной длительности рассматривался диапазон плотностей потоков энергии порядка $0,1—10$ ГВт/см². Было показано, что могут реализовываться такие режимы взаимодействия, когда подведенная извне энергия преобразовывается не только в тепловую и кинетическую энергию разлетающихся с большой скоростью паров, но и в значительной степени в тепловое излучение плазмы, испускаемое в вакуум навстречу падающему излучению лазера или пучку частиц. Интерес к этому явлению связан с тем, что достаточно мощное излучение плазмы, лежащее в области вакуумного ультрафиолета и даже ультрамягкого рентгена, может быть использовано в разнообразных научных и технологических целях, в частности для диагностики параметров плазмы, определения величин ее коэффициентов поглощения, проникающей способности частиц в плазму и т. д.

Вопрос о влиянии излучения на газодинамические процессы, параметры плазмы и характеристики возникающего импульса излучения для случая быстрых частиц здесь рассматривается не путем приближенных оценок, как в [2], а, как и для случая лазера в [1], путем прямого решения соответствующей одномерной плоской нестационарной радиационно-газодинамической задачи. В отличие от [1] здесь проводится подробный учет спектрального состава излучения.

Использование и анализ характеристик импульса излучения, испускаемого в сторону, откуда падает поток излучения лазера или частиц, не всегда оказываются удобными. Поэтому ниже анализируется случай воздействия на фольгу, толщина которой выбирается такой, чтобы часть излучения выходила за фольгу, т. е. в направлении распространения пучка.

Конкретно рассмотрено взаимодействие импульса протонов с алюминиевой преградой в вакууме, энергия протонов варьируется в пределах от 100 кэВ до 1 МэВ, плотность потока энергии постоянна во времени и равна $1—10$ ГВт/см². При импульсах длительностью $0,1—1$ мкс и размерах облучаемого пятна порядка $1—3$ см разлет паров происходит в условиях, близких к плоской геометрии. Электростатические эффекты не учитывались, предполагалось, что пучок протонов нейтрализован электронами, т. е. по существу рассматривается воздействие на преграду сгустка квазинейтральной водородной плазмы, но не в чисто гидродинамическом приближении, а с учетом внедрения быстрых частиц в вещество мишени и пары.

В [2] массовая проникающая способность быстрых частиц бралась на основе экспериментальных данных, полученных для холодного неионизованного вещества мишени. Здесь учитываются потери энергии быстрой частицы не только на связанных электронах плазмы [3], но и на свободных электронах [4, 5]. Поскольку при рассматриваемом взаимо-

действии достигаются значительные температуры плазмы (порядка 10 эВ), при которых плазма ионизована, это заметно изменяет пробег протонов.

При расчете переноса излучения, рожденного в горячей плазме, использовались детальные таблицы спектральных коэффициентов поглощения алюминиевых паров [6], найденных для широкого диапазона температур и плотностей плазмы с учетом тормозного поглощения, фотоэффекта с основного и возбужденных состояний атомов и ионов, а также поглощения и испускания в линиях. Таблицы [6] составлены по неравномерной шкале энергий квантов, учитывающей характер изменения коэффициентов поглощения по частоте. Поскольку заранее вид спектра излучения известен не был, перенос излучения рассматривался для всех 1000 спектральных интервалов таблицы [6].

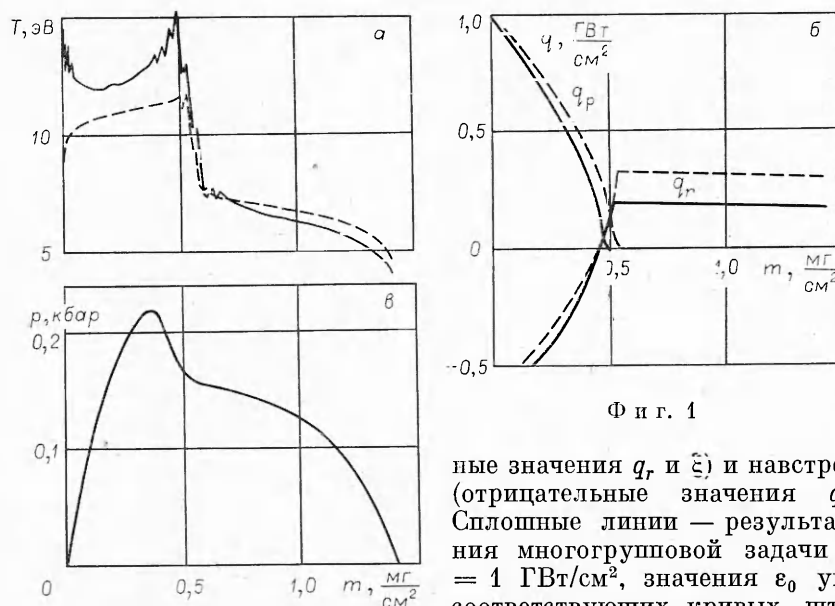
Для уменьшения объема вычислений использовался метод осреднения [7]. Определение средних коэффициентов поглощения проводилось с использованием «истинных» спектров излучения, найденных путем решения спектрального уравнения переноса. Интегрирование велось по 11 группам со следующими пределами: 0...4...5...7...11...17...25...38...47...75...95...150 эВ. Решение спектральной радиационно-газодинамической задачи проводилось также менее трудоемким методом многогруппового приближения. При этом использовались групповые коэффициенты поглощения, вычисленные по тем же таблицам [6], но при осреднении по планковскому спектру.

Толщина фольги выбиралась равной пробегу протонов в твердом веществе. Для начальной энергии протонов $\epsilon_0 = 100, 300, 500$ и 1000 кэВ массовая проникающая способность соответственно 0,288; 0,862; 1,53; 3,94 мг/см² и толщина фольги была равной 1,1; 3,2; 5,7 и 14 мкм. В процессе воздействия толщина слоя расширившихся паров на несколько порядков превышала начальную толщину фольги. Процесс испарения происходит в самом начале действия импульса, затраты энергии на испарение пренебрежимо малы по сравнению с затратами энергии на разогрев и движение паров.

На фиг. 1 представлены результаты расчета для случая $\epsilon_0 = 500$ кэВ, а плотность потока энергии $q = 1$ ГВт/см². Сплошными кривыми даны результаты решения задачи с подробным учетом спектра, штриховыми — в многогрупповом приближении. Здесь T — температура плазмы (фиг. 1, а), q_p и q_r — плотность потока энергии пучка протонов и собственного излучения плазмы (см. фиг. 1, б), p — давление плазмы (фиг. 1, в) в момент времени 1 мкс. Протоны прогревают лишь около 1/3 от всей массы фольги. Таким образом, уменьшение проникающей способности частиц за счет ионизации паров весьма заметно. Остальная часть массы фольги прогревается излучением, испущенным горячей плазмой. Около 60% энергии пучка протонов излучается назад навстречу ударяющим частицам, около 17% — вперед по направлению удара. В области $m > 0,5$ мг/см², не прогреваемой протонами, поток проходящего излучения практически постоянен по массе в силу квазистационарности процесса.

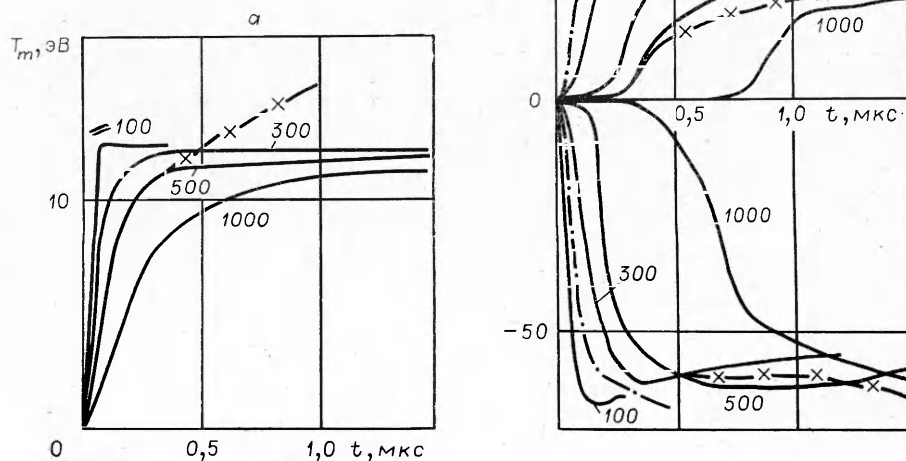
Как следует из сопоставления результатов решения задачи с использованием спектрального и многогруппового уравнений переноса, различие в температуре плазмы в горячей области, прогреваемой протонами, не превышает 30%, оно намного меньше в сравнительно холодном слое, прогреваемом излучением плазмы. В то же время различие в потоках собственного излучения, наоборот, невелико в горячей области и значительно (достигает 1,8 раза) в холодном слое. Несмотря на указанные отличия, решение многогрупповой задачи качественно соответствует решению спектральной задачи и может быть использовано в массовых расчетах для получения количественных оценок, не претендующих на высокую точность.

На фиг. 2 показано изменение во времени t максимальной температуры плазмы T_m и доли $\xi^\pm = q_r^\pm/q$ высвета в направлении удара (положитель-

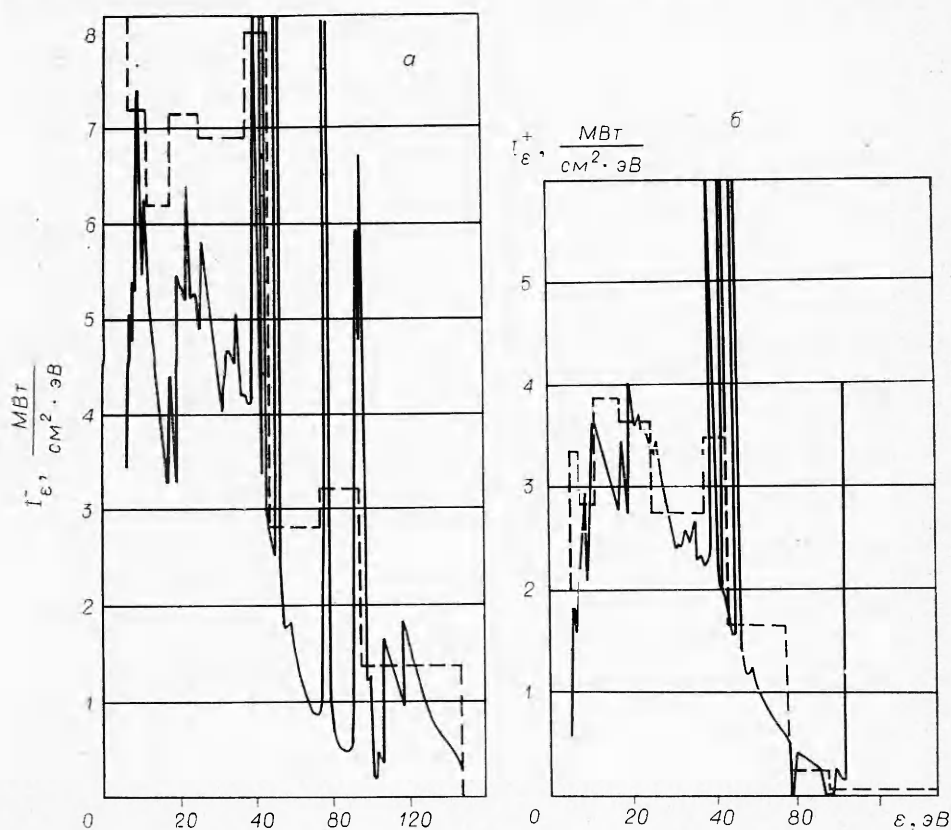


Ф и г. 1

ные значения q_r и ξ) и навстречу пучку (отрицательные значения q_r и ξ). Сплошные линии — результаты решения многогрупповой задачи для $q = 1 \text{ ГВт}/\text{см}^2$, значения ϵ_0 указаны у соответствующих кривых, штрихпунктир — результаты для $q = 10 \text{ ГВт}/\text{см}^2$ при $\epsilon_0 = 500 \text{ кэВ}$, в этом случае максимальная температура достигает $T_m \approx 20 \text{ эВ}$ к моменту времени $t = 0,4 \text{ мкс}$. Стабилизация максимальной температуры связана с существенной ролью вывета. Соответственно стабилизируется и средняя степень ионизации в парах, а с нею и проникающая способность протонов, которая оказывается в 2—4 раза ниже, чем в холодном, неионизованном веществе. Как видно, вывет назад достигает 50—60 %, вперед 20—30 %. Крестиками даны значения, полученные при подробном учете спектрального состава излучения для $q = 1 \text{ ГВт}/\text{см}^2$, $\epsilon_0 = 500 \text{ кэВ}$. В этом случае вывет вперед несколько ниже, чем в многогрупповом приближении. Максимальная температура растет во времени. Однако этот рост относится только к области узкого пика температуры на границе с вакуумом, в то время как средняя температура по времени практически перестает меняться за счет вывета.



Ф и г. 2



Фиг. 3

На фиг. 3 показан спектр, точнее, интенсивность $I_{\varepsilon}^{\pm}$ излучения, испускаемого назад (фиг. 3, а) и вперед (фиг. 3, б), индексы $+$ и $-$ соответственно для случая $q = 1 \text{ ГВт/см}^2$ и $\varepsilon_0 = 500 \text{ кэВ}$, $t = 1 \text{ мкс}$. Штриховыми линиями дан результат расчета для многогруппового приближения. Спектр существенно отличается от планковского, заметную роль в нем играют уширенные и перекрывающиеся линии. В области энергий фотонов до 40—50 эВ спектры «назад» и «вперед» качественно похожи, только интенсивность излучения первого примерно в 1,5 раза выше, чем второго. Для излучения, испускаемого назад, заметен вклад квантов с энергиями вплоть до 150 эВ, в спектре излучения, испускаемого вперед, такие кванты практически отсутствуют. Это связано с фильтрующей ролью «прогревного» слоя, имеющего температуру 5—7 эВ.

С повышением плотности потока излучения увеличивается температура плазмы и спектр излучения плазмы становится более жестким. Он может регулироваться не только параметрами импульса частиц, но и толщиной фольги, а также оптическими и термодинамическими свойствами ее вещества при достигаемых в процессе воздействия температурах. Естественно, что аналогичное явление испускания излучения в обе стороны сравнительно тонкой фольги может иметь место и при ударе по ней не протонов, а других частиц, например электронов или излучения лазера.

Авторы выражают благодарность В. В. Светцову и В. В. Шувалову за предоставление программы расчетов одномерных нестационарных радиационно-газодинамических процессов, применяемой ранее в [8—10] и являющейся основой для использованной в данной работе.

Поступила 28 IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Параметры плазмы, образующейся под действием микросекундных импульсов излучения лазеров на алюминиевую преграду в вакууме.— Квант. электроника, 1978, т. 5, № 10.
2. Добкин А. В., Косарев И. Б., Немчинов И. В. Излучение плазмы, образовавшейся при ударе быстрых частиц о преграду.— ЖТФ, 1979, т. 49, № 7.
3. Готт Ю. В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М., Атомиздат, 1978.
4. Трубников Б. А. Столкновение частиц в полностью ионизованной плазме.— В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 1. М., Атомиздат, 1963.
5. Сивухин Д. В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме.— В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 4. М., Атомиздат, 1964.
6. Буздин В. П., Добкин А. В., Косарев И. Б. Коэффициенты поглощения излучения, спектральные и интегральные характеристики излучения алюминиевой плазмы в диапазоне температур $(8-240)10^3$ К и относительных плотностей $3,16 \cdot 10^{-3}-100$.— Деп. в ВИНТИ, № 370—79 от 30.01.1979.
7. Немчинов И. В. Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач.— ПММ, 1970, т. 34, № 4.
8. Немчинов И. В., Орлова Т. И., и др. О роли излучения при движении в атмосфере метеоритов с очень большими скоростями.— ДАН СССР, 1976, т. 231, № 5.
9. Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. О структуре прогревного слоя перед фронтом сильной интенсивно-излучающей ударной волны.— ПМТФ, 1978, № 5.
10. Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. О яркости сильных ударных волн в воздухе пониженной плотности.— Журн. прикл. спектроскопии, 1979, т. 30, № 6.

УДК 629.76.015.3

УСКОРЕНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕОДНОФАЗНЫХ ПОТОКОВ

*В. И. Благосклонов, В. М. Кузнецов, И. И. Липатов,
А. Н. Минайлов, А. Л. Стасенко, В. Ф. Чеховский*

(Москва)

Исследования неравновесных многофазных течений представляют интерес в связи с различными приложениями, в частности с созданием высокоэнтальпийных установок [1], газодинамических лазеров (ГДЛ) [2], активных способов теплозащиты и т. д. Как следует из работы [2], многофазные лазеры обладают рядом преимуществ по сравнению с обычно исследуемыми ГДЛ, в частности по удельным энергетическим характеристикам. Однако реализация этих преимуществ существенным образом связана с решением сложных газодинамических задач, которые в традиционных ГДЛ не возникали. Некоторые газодинамические проблемы гиперзвуковых многофазных лазеров рассмотрены в работах [3, 4]. В данной работе эти исследования продолжены.

Рассмотрим задачу о максимально возможном разгоне частиц твердой или жидкой фазы, поток которых $\tilde{\rho}\tilde{v}$ составляет существенную величину, сравнимую с потоком газа-носителя ρv ($\epsilon = \tilde{\rho}\tilde{v}/\rho v \sim 1$). В качестве носителя можно использовать легкие газы, например водород или гелий. В двумерной постановке такая задача впервые рассматривалась в работе [3]. Было показано, что разгон целесообразно осуществлять в соплах с затянутым трансзвуковым участком и небольшим углом раскрытия сверхзвуковой части. При этих условиях обмен импульсом между ускоряющим газом и частицами происходит наиболее интенсивно, так как характерное время релаксации скорости частиц (для размеров, наиболее вероятных в массовом спектре) относительно газовой фазы много меньше основного