

мерного участка увеличивается. Таким образом, высвет усиливает направленность разлета. Для широкого плоского диска ( $\eta \gg 1$ ) при сильном высвете разлет центральной части все время происходит плоским образом, хотя и медленнее, чем в адиабатическом случае.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Изд. 10-е.— М.: Наука, 1987.
2. Овсянников Л. В. Новое решение уравнений гидродинамики // ДАН СССР.— 1956.— Т. 111, № 47.
3. Немчинов И. В. Разлет трехосного эллипсоида в регулярном режиме // ПММ.— 1965.— Т. 29, № 1.
4. Pert G. J. Self-similar flows with uniform velocity gradient and use in modelling the free expansion of polytropic gases // J. Fluid Mech.— 1980.— V. 100, N 2.
5. Pert G. J. Two-dimensional hydrodynamic models of laser-produced plasma // J. Plasma Phys.— 1989.— V. 41, N 2.
6. Rosen M. D., Trebes J. E., Mac Gowan B. I. et al. Dynamic of collisional excitation X-ray lasers // Phys. Rev. Lett.— 1987.— V. 59, N 20.
7. London R. A., Rosen M. D. Hydrodynamics of exploding foil X-ray lasers // Phys. Fluids.— 1986.— V. 29, N 11.
8. Hunter I. H., London R. A. Multidimensional similarity models for exploding foils // Phys. Fluids.— 1988.— V. 31, N 10.
9. Немчинов И. В. О движениях нагреваемого и интенсивно излучающего газа // Современные проблемы механики сплошных сред.— М.: МФТИ, 1985.
10. Голубь А. П., Добкин А. В., Немчинов И. В. Тепловое излучение лазерной плазмы // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1988.— Т. 52, № 9.
11. Буздин В. П., Добкин А. В., Косарев И. Б. и др. Термодинамические и оптические свойства высокотемпературной плазмы.— М., 1983.— Деп. в ВИНТИ 02.01.84, № 52—84.
12. Смирнов В. А. Течение в однородно расширяющемся слое и разлет газового объема в пустоту // ПММ.— 1965.— Т. 29, № 5.

г. Москва

Поступила 22/1 1990 г.

УДК 538.4

А. М. Бергельсон, Ю. П. Райзер, С. Т. Суржиков

### ТОЧЕЧНЫЙ ВЗРЫВ В СРЕДЕ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И СЛЕДСТВИЯ КОНЕЧНОСТИ ПРОВОДИМОСТИ В МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

**Введение.** Взрыв в пустоте или в разреженном газе в присутствии магнитного поля есть прообраз ряда природных космических и лабораторных процессов [1]; экспериментальные взрывы в верхней атмосфере [2, 3] породили поток расчетно-теоретических работ. В [4, 5] рассматривались магнитное торможение и превращения энергии плазменного облака при разлете в пустоту; в [5] это сделано путем численного решения двумерных уравнений газодинамики. На основе гибридной модели изучалось бесстолкновительное взаимодействие с замагниченной средой одномерного цилиндрического [6] и двумерного «сферического» [7] плазменных облаков. В [8] в магнито-гидродинамическом приближении рассчитывался одномерный цилиндрический взрыв.

Даже без магнитного влияния крупномасштабный взрыв на высоте двумерен из-за неоднородности атмосферы по вертикали; детальные расчеты даны в [9]. При действии наклонного к вертикали магнитного поля течение становится трехмерным. Естественно, возрастают и трудности расчета, в высшей степени усугубляемые трудностями выбора физической модели (столкновительное-бесстолкновительное течение, переменность ионизации и т. д.). Поэтому для понимания явлений полезны решения простых модельных задач, учитывающих какую-то часть реальных особенностей процесса. В этих целях в данной работе сделан следующий шаг по сравнению [8]: в МГД-приближении рассматривается «сферический» взрыв. Путем соответствующего усреднения по углам реально двумерная в случае однородной среды задача превращается в одномерную. В рамках секторного [9] приближения исследован и случай неоднородной атмосферы. Для решения этих задач применена схема второго порядка точности метода крупных частиц с введением искусственной вязкости. В заключение затронут вопрос об уточнении приближения идеальной проводимости и вытекающих отсюда выводов.

**Приближенное сведение двумерной МГД-задачи к сферически-симметричной.** Станем на путь газодинамического описания движения, не обсуждая здесь вопроса о его правомерности в тех или иных условиях. Когда в отношении такого описания нет безоговорочных противопоказаний, даже естественной ионизации среды часто бывает достаточно, чтобы проводимость считать бесконечной. Тогда магнитное поле  $\mathbf{H}$  в газе, движущемся со скоростью  $\mathbf{u}$ , удовлетворяет уравнениям

$$(1) \quad \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot} [\mathbf{u} \times \mathbf{H}], \quad \text{div} \mathbf{H} = 0.$$

Будем пользоваться сферическими координатами  $r, \theta$ , отсчитывая угол  $\theta$  от направления невозмущенного магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ , однородного на бесконечности. Среду пока считаем однородной, так что  $\mathbf{H}_0$  — ось симметрии. Полагая приближенно течение сферически-симметричным, т. е. пренебрегая перетеканием вещества по углу, запишем уравнения газовой динамики:

$$(2) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \rho u = 0, \quad u \equiv u_r;$$

$$(3) \quad \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \bar{f}_r;$$

$$(4) \quad \frac{\partial}{\partial t} \rho \left( \varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \rho u \left( \varepsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) = \bar{f}_r u.$$

Удельная внутренняя энергия  $\varepsilon$  выражается через давление  $p$  и плотность  $\rho$ :  $\varepsilon = p/(\gamma - 1)\rho$  ( $\gamma$  — показатель адиабаты). Радиальная составляющая пондеромоторной силы

$$(5) \quad f_r = \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{H}]_r = \frac{H_\theta}{4\pi r} \left[ \frac{\partial H_r}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial r} (r H_\theta) \right]$$

в уравнениях (3), (4) усреднена по углам. Если интересоваться движением в данном направлении  $\theta$  на основе секторного приближения, вместо  $f_r$  следует подставить  $f_r(\theta)$ . В этом случае плотность невозмущенной среды  $\rho_0$  считаем зависящей от  $r$ , чем учитываем неоднородность атмосферы.

В принятом приближении  $\mathbf{u} \equiv \mathbf{u}_r$  не зависит от  $\theta$ , и уравнения (1), записанные в координатной форме

$$(6) \quad \frac{\partial H_r}{\partial r} + \frac{u}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 H_r) = 0, \quad \frac{\partial H_\theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u H_\theta) = 0;$$

$$(7) \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 H_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (H_\theta \sin \theta) = 0,$$

допускают разделение переменных. Имея в виду, что на бесконечности  $H(r, \theta) = H_0$ , положим

$$(8) \quad H_r = H_r^0(t, r) \cos \theta, \quad H_\theta = H_\theta^0(t, r) \sin \theta.$$

Новые функции  $H_r^0, H_\theta^0$  подчиняются тем же уравнениям (6). Согласно (7), они связаны соотношением

$$(9) \quad H_\theta^0 = - \frac{1}{2r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 H_r^0).$$

Это равенство, полезное для преобразований, как и (7), не является независимым, что следует из (4) и тождества  $\text{div rot} \equiv 0$ . Но чтобы оно автоматически выполнялось, заданное в начальных условиях поле должно удовлетворять уравнению  $\text{div} \mathbf{H} = 0$ .

Подставляя (8) в (5), видим, что радиальная сила, которая вызывает магнитное торможение, убывает как  $f_r \sim \sin^2 \theta$  от экваториального направления  $\theta = \pi/2$  до нуля в полярных  $\theta = 0, \pi$ . Реально это приводит к деформации поначалу сферической взрывной волны, образованию «горловин» на поверхности фронта, вытянутых вдоль  $\mathbf{H}_0$ . С учетом (8), (9)

и  $\overline{\sin^2 \theta} = 2/3$  представим силу в уравнениях (3), (4) в виде \*

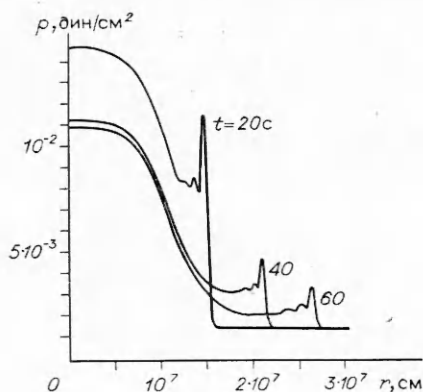
$$(10) \quad \bar{f}_r = -\frac{2}{3} \frac{H_\theta^0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left( H_\theta^0 - \frac{H_r^0}{2} \right) = -\frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \frac{H_\theta^{02}}{8\pi} + \frac{2}{3} \frac{H_\theta^0}{8\pi} \frac{\partial H_r^0}{\partial r}.$$

Уравнения (2)—(4), (6) и (10) для  $\bar{H}_\theta^0$ ,  $\bar{H}_r^0$  образуют замкнутую систему. Невозмущенные параметры среды  $\rho_0$ ,  $p_0$ ,  $H_0$  и энергия взрыва  $\mathcal{E}$  задаются.

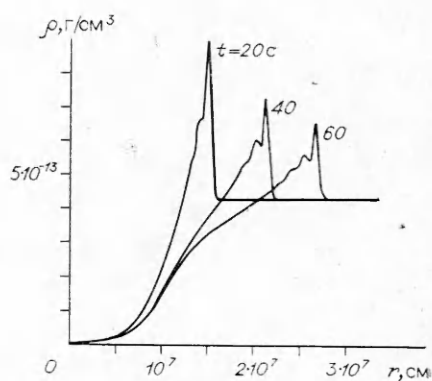
**Методика счета.** Расчеты уравнений магнитной газовой динамики проведены сквозным счетом методом крупных частиц [10] на равномерной сетке с числом узлов 150—300. По известным на данный момент времени радиальным распределениям  $\bar{H}_\theta^0$ ,  $\bar{H}_r^0$  находится сила  $\bar{f}_r$  и решаются уравнения (2)—(4). Потом по полученному распределению  $u(r)$  с помощью (6) рассчитываются поля и по (10) находится сила в следующий момент и т. д. Разностная схема обладала свойством консервативности по отношению к полной энергии (включая и магнитную) и имела второй порядок точности. Изучались различные способы введения искусственной счетной вязкости [11], которые обеспечивали устойчивость решения. Характерные значения коэффициентов искусственной вязкости (в обозначениях [11]):  $Q = 0,3$ ,  $\lambda = 1$ ,  $\delta = 0,2$ . При выборе шагов по времени оказалось возможным не учитывать центральную зону, где очень велика скорость звука. Никаких неустойчивостей при этом не возникало. Число Куранта выбиралось равным  $0,5 \div 0,6$ . Методика счета опробована путем решения известной задачи о взрыве в среде с противодействием (газовым). Результаты с хорошей точностью совпали с приведенными в [9].

**Результаты.** Расчет для однородной атмосферы сделан для того же набора параметров ( $\mathcal{E} = 3 \cdot 10^{20}$  эрг,  $H_0 = 0,5$  Э,  $\rho_0 = 4,3 \cdot 10^{-13}$  г/см<sup>3</sup>,  $p_0 = 1,8 \cdot 10^{-3}$  дин/см<sup>2</sup>,  $\gamma = 5/3$ )\*\*, который принят (частично) в [5] и на который ориентирована цилиндрическая МГД-модель [8]. При этих параметрах максимальное по углу  $\theta$  магнитное «противодействие»  $p_m = H_0^2/8\pi = 10^{-2}$  дин/см<sup>2</sup> в 5,5 раз больше газового  $p_0$ , что говорит о преимущественно магнитном механизме торможения вещества в стадии вырождения ударной волны (УВ).

На рис. 1—5 приведены результаты расчета: распределения  $p$ ,  $\rho$ ,  $u$ ,  $H_r^0$ ,  $\bar{H}_\theta^0$  по радиусу в разные моменты времени  $t$ , а также вид магнитных силовых линий в момент  $t = 0,1$  с\*\*\*. На более ранней стадии распределения  $p$ ,  $\rho$ ,  $u$  не отличаются от автомодельных для задачи о сильном точеч-



Р и с. 1

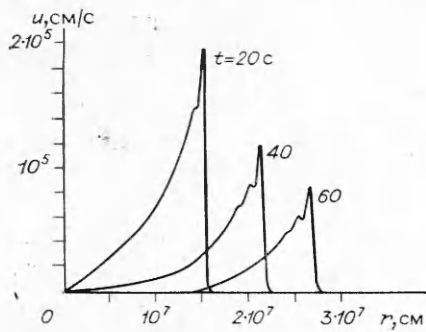


Р и с. 2

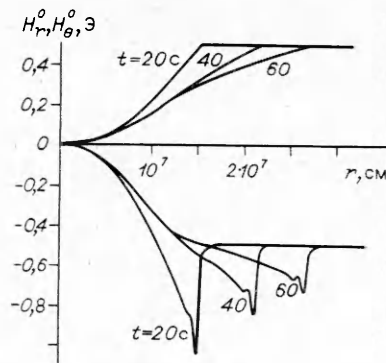
\* Первое слагаемое, отвечающее воздействию компоненты  $\mathbf{H}$ , перпендикулярной направлению движения, можно трактовать как действие среднего по углам магнитного давления  $\bar{H}_\theta^2/8\pi = (2/3) H_\theta^{02}/8\pi$ .

\*\* Такому  $\gamma$  отвечают допущения о значительной степени диссоциации молекулярного газа и отсутствии каких-либо реакций из-за редкости столкновений. Для целей данной работы выбор  $\gamma$  значения не имеет.

\*\*\* На рис. 4  $H_r^0 > 0$ ,  $H_\theta^0 < 0$ , на рис. 5 полярная ось  $z$  направлена вдоль  $\mathbf{H}_0$ .



Р и с. 3



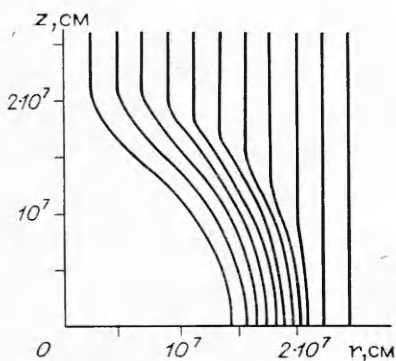
Р и с. 4

ном взрыве. На более поздней стадии УВ постепенно вырождается в слабое затухающее возмущение, которое распространяется со скоростью, близкой альфвеновской,  $(H_0^2/4\pi\rho_0)^{1/2} = 1,5 \cdot 10^5$  см/с. За волной движение постепенно прекращается. Конечное, выравненное в пространстве давление стремится к  $p_M > p_0$  в отличие от немагнитного случая, когда при  $t \rightarrow \infty$  давление возвращается к атмосферному  $p_0$ . В соответствии с уравнением  $\rho d(\mathbf{H}/\rho)/dt = (\mathbf{H}\nabla)\mathbf{u}$ , которое вытекает из (1), (2), поперечная движению составляющая магнитного поля  $H_\theta$  эволюционирует, будучи пропорциональной плотности газа  $\rho$  (рис. 2, 4).

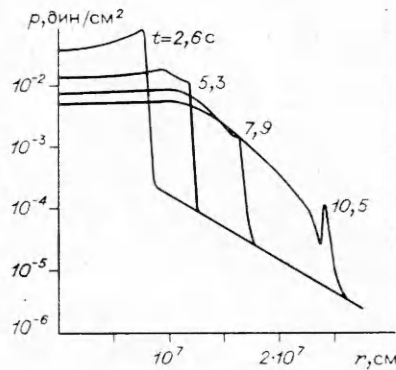
К концу процесса примерно 25 % энергии взрыва превращается в магнитную. Из-за необратимого нагрева газа УВ в центральной «пустой» сфере с  $R \approx 1,2 \cdot 10^7$  см остается примерно 30 %  $\mathcal{E}$ . Остальная энергия уносится с затухающей, но охватывающей все больший сферический слой волной.

На рис. 6 показаны результаты для случая экспоненциально убывающей плотности  $\rho_{00} = \rho_0 \exp(-r/\Delta)$  с  $\Delta = 4,2 \cdot 10^6$  см и той же величиной  $\rho_0$  в точке взрыва. Решение описывает распространение взрывной волны вверх при угле наклона  $\mathbf{H}_0$  к вертикали примерно  $\arcsin \sqrt{2/3} \approx 54^\circ$ . Видно, как фронт УВ сначала замедляется в соответствии с общим падением давления в волне, а потом начинает ускоряться, поскольку распространяется по все более и более разреженной среде.

Как и при отсутствии магнитного поля, фронт волны уходит на бесконечность за конечное время. Однако причина неограниченного ускорения волны теперь иная. В отсутствие поля УВ ускоряется из-за возрастания ее амплитуды, т. е. отношения давлений на фронте. Происходит нечто вроде кумуляции энергии за фронтом УВ. В присутствии постоянного магнитного противодействия амплитуда УВ, напротив, падает и волна постепенно вырождается в слабое возмущение. Возрастает же сама скорость распространения возмущения, которая равна альфвеновской ско-



Р и с. 5



Р и с. 6

рости  $v_A = (H_0^2/4\pi\rho)^{1/2} \rightarrow \infty$ , поскольку магнитное давление остается неизменным, а плотность газа экспоненциально уменьшается.

По ряду причин мы не имели возможности продлить счет до больших времен, и вопрос о так называемом «прорыве» атмосферы в реальных условиях, когда имеется магнитное поле, остался открытым. Известно, что в отсутствие магнитного поля из-за экспоненциального стремления давления к пулю нет силы, которая могла бы удерживать поток газа вверх. Магнитное поле такую силу в принципе обеспечивает. Вопрос ставится так: установится ли в конце концов механическое равновесие\*, в котором неподвижный газ будет так распределен по высоте, что сумма газового и магнитного давлений с учетом в замороженности поля в вещество станет по высоте постоянной. Надеемся в последующем довести задачу до конца.

**Недиссипативные эффекты, вызванные конечной проводимостью среды.** Укоренилось представление о том, что уточнение МГД-уравнений идеально проводящей среды, связанное с конечностью проводимости, состоит просто в учете диссипативных эффектов: диффузии магнитного поля в плазму, выделения джоулева тепла токов. В задаче (типа рассмотренной выше) такие поправки не вносят ничего качественно нового и весьма малы [8]. Обращаем внимание на другое влияние неидеальной проводимости, ведущее, может быть, и не обязательно к большим эффектам, но качественного характера, которые в рамках МГД-модели, по-видимому, не рассматривались.

Проводимость плазмы равна  $\sigma = e^2 n / m v_m$  ( $n$  — плотность электронов,  $v_m$  — эффективная частота их столкновений с атомами и ионами). Идеализация  $\sigma = \infty$  соответствует пределу  $v_m \rightarrow 0$  либо  $n \rightarrow \infty$ . И хотя пренебрежение диссипацией равносильно первому, на самом деле МГД-модели идеально проводящей среды отвечает второй. Плотность тока в электронейтральной плазме есть

$$(11) \quad \mathbf{j} = en(\mathbf{u} - \mathbf{v}) = (c/4\pi) \operatorname{rot} \mathbf{H},$$

где  $\mathbf{v}$  — средняя, т. е. гидродинамическая, скорость электронного газа (ток смещения, как и раньше, не учитываем). В уравнении движения электронного газа

$$(12) \quad nm\dot{\mathbf{v}} = -en(\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]) + nmv_m(\mathbf{u} - \mathbf{v}) - \nabla p_e \approx 0,$$

как всегда, пренебрегаем инерционным членом. Это оправдано тем, что из-за действия больших кулоновских сил, обеспечивающих электронейтральность плазмы,  $\dot{\mathbf{v}} \approx \dot{\mathbf{u}}$ , а масса атома  $M \gg m$ . Складывая (12) с уравнением движения газа тяжелых частиц, которое содержит аналогичные слагаемые электрической, лоренцовой сил и обмена импульсом с электронами, приходим к прежнему уравнению движения газа (3), в котором  $p$  — суммарное давление тяжелых частиц и электронов, и в соответствии с (11) пондеромоторная сила имеет прежний вид  $\mathbf{f} = c^{-1}[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$ . Опуская не очень существенное слагаемое  $\nabla p_e$ , которое описывает диффузионный ток, получим из (11), (12) закон Ома

$$\mathbf{j} \approx \sigma(\mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]), \quad \mathbf{E} = -c^{-1}[\mathbf{u} \times \mathbf{H}] + [\mathbf{j} \times \mathbf{H}]/enc + \mathbf{j}/\sigma.$$

Подставляя  $\mathbf{E}$  в уравнение электромагнитной индукции, найдем окончательно известное уравнение для  $\mathbf{H}$

$$(13) \quad \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\mathbf{u} \times \mathbf{H}] - \frac{c}{4\pi e} \operatorname{rot} \frac{1}{n} [\operatorname{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{H}] - \operatorname{rot} \frac{c^2}{4\pi\sigma} \operatorname{rot} \mathbf{H},$$

которое обобщает (1) на случай неидеальной проводимости. Уравнение (13) превращается в (1) не просто при  $\sigma \rightarrow \infty$ , а только при  $n \rightarrow \infty$ , причем безотносительно к предположениям об  $v_m$ , редки ли столкновения или нет. Именно пределу  $n \rightarrow \infty$ , согласно (11), соответствует «неотличимость»

\* Естественно, временное, пока не вступит в действие сила тяжести, теплопроводность и т. д.

$\mathbf{v}$  и  $\mathbf{u}$  и собственное движущемуся сверхпроводнику равенство  $\mathbf{E} = -c^{-1}[\mathbf{u} \times \mathbf{H}]$ .

Итак, при конечной проводимости в правой части (13) наряду с третьим слагаемым, часть которого описывает диффузионное проникновение поля в плазму, появляется второе (назовем его  $\mathbf{N}$ ), не связанное со столкновениями и диссипативными процессами. Для плоского или одномерного цилиндрического МГД-течения, когда вектор  $\mathbf{H}$  перпендикулярен координате, от которой зависит,  $\mathbf{N} \equiv 0$ . Но в двумерном (и, естественно, трехмерном) случае, т. е. при точечном взрыве,  $\mathbf{N} \neq 0$ . По порядку величины  $N$  в  $\beta \equiv \Omega_e/v_m = eH/mc v_m$  раз больше третьего «диффузионного» члена в (13) ( $\Omega_e$  — циклотронная частота,  $\beta$  — так называемый параметр Холла).

Для рассчитанного выше варианта  $\beta \sim 10^4$ . Впрочем, по сравнению с основным (первым) слагаемым, отвечающим модели идеально проводящей среды, значение  $N$  может быть и небольшим. Отношение  $N$  к первому члену имеет порядок  $\delta_1 = cH/4\pi enuL$  ( $L$  — масштаб длины, на которой меняется поле). Для наших параметров, если посчитать газ однократно ионизированным, отношение  $\delta_1 \sim 10^{-3}$ , но при неполной ионизации может оказаться и заметным. Вопрос о степени ионизации  $\alpha$ , а следовательно, и о количественной стороне дела требует специального изучения механизмов и кинетики ионизации, что выходит за рамки данной работы. Подчеркнем, однако, что это в общем вопросе о соотношении  $N$  и основного слагаемого, но не о соотношении  $N$  и диффузионного. Величины  $v_m$  и  $\beta$  нечрезмерно чувствительны к степени ионизации. Частота столкновений зависит от  $\alpha$  не через плотность рассеивателей (атомы или ионы), а лишь через сечение рассеяния (газодинамическое или кулоновское).

Рассмотрим качественно эффекты, возникающие от учета конечности  $n$ . Это можно сделать на основе полученного выше решения с  $n = \infty$ , взяв его в качестве нулевого приближения и подставляя в те поправочные члены, в которых фигурирует  $n^{-1}$ . Вектор  $\mathbf{N}$  имеет компоненту  $N_\varphi$ , что приводит к генерации азимутального магнитного поля  $H_\varphi$ . Подставляя (8) в  $N_\varphi$ , находим  $H_\varphi \sim \sin \theta \cos \theta$ . Азимутальное поле отсутствует у полюсов и на экваторе и максимально под углами  $45$  и  $135^\circ$  к полярной оси  $\mathbf{H}_0$ . Этот результат получен и в [7] в рамках гибридной модели, где, естественно, фигурируют те же равенства (11), (13).

Если в модели с  $n$ ,  $\sigma = \infty$  имеется только азимутальный ток  $j_\varphi$ , то в следующем приближении появляются составляющие  $j_r$ ,  $j_\theta$ . Линии добавочного тока образуют в меридиональных плоскостях  $\varphi = \text{const}$  системы концентрических контуров по одной в каждом из четырех квадрантов. В пространстве линии тока образуют как бы две системы вложенных друг в друга баранок: одна выше, другая ниже экватора. Взаимодействие тока  $j_r$  с полем  $H_\theta$  и тока  $j_\theta$  с полем  $H_r$  приводит к появлению азимутальной составляющей поперечной силы  $f_\varphi$ , которая закручивает расширяющуюся от центра плазму вокруг полярной оси  $\mathbf{H}_0$ . Закручивающая сила симметрична относительно плоскости экватора и стремится к нулю у полюсов. Во вращательное движение переходит и часть энергии взрыва.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов В. М., Захаров Ю. П., Максилов В. В. и др. Применение лазерной плазмы для лабораторного моделирования астрофизических процессов // Мощные  $\text{CO}_2$ -лазеры для плазменных экспериментов и технологии. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1986.
2. Операция «Аргус». — М.: Атомиздат, 1960.
3. Операция «Морская звезда». — М.: Атомиздат, 1964.
4. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле // ПМТФ. — 1963. — № 6.
5. Бахрах С. М., Гудков Е. В., Жмайло В. А., Терехин В. А. Разлет плазменного облака в однородном магнитном поле // ПМТФ. — 1974. — № 4.
6. Голубев А. И., Соловьев А. А., Терехин В. А. О бесстолкновительном разлете ионизированного облака в однородную замагниченную плазму // ПМТФ. — 1978. — № 5.

7. Башурин В. П., Голубев А. П., Терехин В. А. О бесстолкновительном торможении пеннизированного облака, разлетающегося в однородную замагниченную плазму // ПМТФ.— 1983.— № 5.
8. Кудряшов Н. А., Кучеренко С. С., Побережный Л. И. Численное решение задачи о распространении цилиндрической ударной волны в магнитном поле // ПМТФ.— 1986.— № 6.
9. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы.— М.: Наука, 1974.
10. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике.— М.: Наука, 1982.
11. Губайдуллин А. А., Ивандаев А. П. Применение модифицированного метода «крупных частиц» к решению задач волновой динамики // ЖВММФ.— 1976.— Т. 16, № 4.

г. Москва

Поступила 20/IV 1989 г.,  
в окончательном варианте — 11/XII 1989 г.

УДК 530.182

В. Н. Алексеев, К. А. Наугольных, С. А. Рыбак

### НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ

Рассмотрены два механизма возникновения поверхностной неустойчивости жидкости при ее нагреве с помощью лазерного излучения. Неоднородный нагрев вдоль поверхности жидкости приводит к термокапиллярной неустойчивости. В отличие от других работ исследован нестационарный режим нагрева вещества и приведены оценки минимального порога возникновения неустойчивости этого типа. При испарении вещества неоднородный нагрев жидкости по глубине приводит к возникновению неустойчивости другого типа. В этом случае получены оценки максимального инкремента нарастающих возмущений поверхности при минимуме предположений.

1. При воздействии мощного лазерного излучения на свободную поверхность жидкости возбуждаются поверхностные волны. В [1] рассмотрено возбуждение капиллярных волн импульсом давления отдачи, стимулированного лазерным излучением, в условиях, когда длительность воздействия мала по сравнению с периодом капиллярной волны. Возможна и обратная ситуация, когда возбуждение поверхностных волн происходит в результате развития неустойчивостей в процессе взаимодействия лазерного излучения с веществом. Раскачка поверхностных возмущений может при этом существенно изменить условия поглощения и рассеяния света и повлиять на развитие процесса взаимодействия света с жидкостью [2]. Один из возможных механизмов неустойчивости связан с неоднородностью нагрева приповерхностного слоя. При неоднородном распределении температуры вдоль поверхности возникает термокапиллярная сила [3], пропорциональная градиенту поверхностного натяжения  $\alpha$ . Эта тангенциальная сила действует на приповерхностный слой вещества и, вызывая его движение, приводит к образованию лунки, т. е. прогиба поверхности жидкости в месте повышения ее температуры [4].

Как показано в [5], при неоднородном нагреве жидкости на ее поверхности могут возбуждаться волны двух типов: гравитационно-капиллярные и термокапиллярные. Возникновение неустойчивости первого типа связано с искажением формы поверхности раздела двух сред  $z = \zeta(x, t)$ , ниже основное внимание будет уделено самовозбуждению именно гравитационно-капиллярных волн.

Известно [6], что изменение механической энергии колебаний произвольного типа описывается уравнением

$$(1.1) \quad \frac{dE_m}{dt} = -T \int \rho \dot{s} dr + \langle vf \rangle,$$

где  $E_m = \langle \int \rho v^2 dr \rangle$  — колебательная энергия (в данном случае поверхностных волн), усредненная по периоду колебаний  $2\pi/\omega$ . Наиболее просто эта энергия рассчитывается в приближении маловязкой жидкости, когда