УДК 533.6.011

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ РАЗЛЕТА ИСКРОВОГО ПРОБОЯ В ВОЗДУХЕ НА ЭВМ

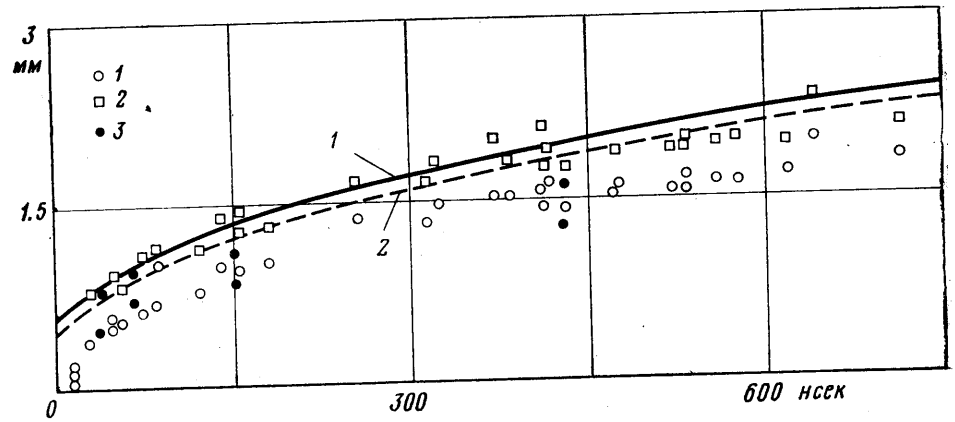
Н. А. АРХАНГЕЛЬСКИЙ

(Москва)

Проводится сравнение расчетных данных, полученных ранее на ЭВМ при моделировании разлета искрового пробоя в воздухе, с данными физического эксперимента.

В [1] приведены расчетные данные газодинамической модели двумерной задачи о распространении искрового пробоя в воздухе. Ниже проводится сравнение их с данными эксперимента [2].

Первоначальный объем нагретой массы газа $V={}^1/_6[\pi l_0^3 \sin^2\alpha(2-\sin^2\alpha)]$, где α – половина угла фокусировки, а начальная энергия, сосредоточенная в этом объеме,



Фиг. 1

$E_1=P_1V/(\gamma_1-1)$, P_1 – значение размерного давления. Если исключить V из этих соотношений, то найдем, что характерная «длина» искры есть

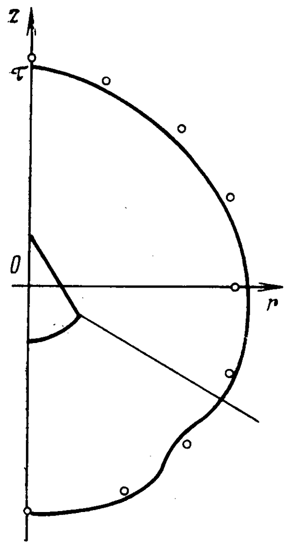
$$l_0=\left[\frac{6(\gamma_1-1)E_1}{\pi P_1 \sin^2\alpha(2-\sin^2\alpha)}\right]^{1/3},\qquad \gamma_1=1.24$$

Выберем систему единиц, в которой в качестве основных взяты $[F]=$*кГ*, $[L]=$*м*, $[T]=$*сек*. Согласно [2], $E_1=0.2$ *дж*$=0.2/9.81$ *кГм*$=0.0204$ *кГм*.

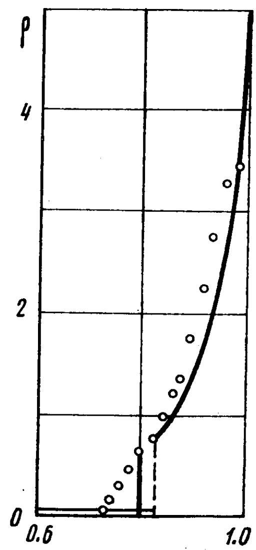
На фиг. 1 представлены данные, относящиеся к развитию малой (1) и большой (2) полуосей конического объема, наблюдавшиеся в [2]. Из рассмотрения фигуры следует, что вариант расчета [1], наилучшим образом соответствующий эксперименту, есть $p_1=1000$, $\rho_1=1.0$, $\alpha=30°$, где p_1 и ρ_1 – значения безразмерного давления и плотности внутри пробоя. При этом l_0, вычисленное по приведенной формуле, равно 1.29 *мм*, так как в начальный момент $t=0$ $l_0/2=0.65$ *мм*, что неплохо согласуется с данными фиг. 1.

Так как безразмерное время $\tau=t/t_0$, где $t_0=l_0\sqrt{\rho^*/P_\infty}$, то при $P_\infty=1$ кГ/см^2$=10^4$ кГ/м^2 и $\rho^*=0.0129$ г/см^3$=0.13$ кГ·сек^2/м^4 (стандартные условия) этому варианту расчета соответствует $t_0=4.7\cdot10^{-6}$ *сек*$=4.7\cdot10^3$ *нсек*. По расчетным данным [1] были построены графики развития большой и малой полуосей как функции времени, для чего использовались соотношения $l=Ll_0$, $t=\tau t_0$, где L – безразмерная длина, значение которой вместе с τ брались из расчета. Видно, что развитие большой полуоси (линия 1, фиг. 1) находится в хорошем согласовании с экспериментом, чего нельзя сказать о малой полуоси (линия 2). Это объясняется следующим.

Различие в расчетных и экспериментальных данных для значений малой полуоси видно уже при $t\approx0$. Далее, E_1 и l_0 в расчете и эксперименте одинаковы, но значения α и P_1 нет: в расчете α больше, следовательно, объем $V(\alpha)$ больше, а поэтому P_1 в расчете меньше. Разница между большой и малой полуосями как в расчете, так и в эксперименте остается примерно постоянной. Это подтверждается и данными [3], где установлено, что разница между большой и малой полуосями слабо зависит от времени. Но тогда эта разница определяется главным образом ее значением в начальный момент $t=0$. Естественно, что при больших α она меньше, чем при малых. Совпадение же расчетного движения большой полуоси с экспериментом целиком определяется одинаковостью значений l_0 и E_1. Отсюда же следует качественное согласие расчетных данных с [3] о постоянстве разницы в развитии большой и малой полуосей, что, в свою очередь, означает совпадение интенсивности ударной волны в направлении как большой, так и малой полуосей. В расчете [1] как раз и было установлено, что процесс выравнивания интенсивности ударной волны происходит чрезвычайно быстро, а следовательно, различие между осями



Фиг. 2



Фиг. 3

почти постоянно. Величина же этого различия определяется его значением в начальный момент, а также различием, «накопленным» в моменты времени, близкие к начальному, когда разница в интенсивностях различных участков ударной волны еще значительна.

На фиг. 2 изображено положение и форма ударной волны по данным расчета [1] при $\tau=0.182$, $p_1=1000$, $\alpha=30°$ (в силу симметрии изображена лишь половина картины). Здесь же нанесены данные [2]. Как видно, имеет место очень хорошее совпадение. Конечно, данные [2] не показывают прогиба ударной волны в области напротив угловой линии по лучу (на чертеже этот луч обозначен) – эффект, связанный с геометрической идеализацией и наблюдавшийся ранее в [4], где приведено его объяснение.

Однако размерное значение t, соответствующее этому положению ударной волны, здесь несколько меньше экспериментального. Объяснение этому, по-видимому, следующее: либо не слишком хорошее определение времени в [2], либо по-разному определен момент отсчета в эксперименте и в расчете (сведений о методике получения экспериментальных данных и о их точности в [2] нет). Наиболее вероятно, что имеет место первое утверждение. В пользу этого говорит следующее. На фиг. 1 нанесены расстояния (3) как функции времени, пройденные ударной волной и взятые из [1]. Видно, что при малых t эти расстояния согласуются с опытными данными (*1* и *2*), а при больших нет – большая полуось смещается в зону экспериментальных точек для малой полуоси. Это противоречие можно устранить лишь за счет занижения значений времени в [2].

На фиг. 3 дано распределение плотности за ударной волной вдоль оси конуса против направления падающего луча. Согласование, как видно, хорошее. Несколько хуже оно в области за контактной поверхностью (на фиг. 3 ее положению соответствует скачок плотности). Последнее объясняется тем, что в эксперименте температура за счет излучения падает быстрее, чем в расчете, а поэтому выравнивание градиентов за счет высоких скоростей возмущений происходит медленнее. К тому же неясно, насколько надежно может быть получено распределение плотности в эксперименте.

Таким образом, игнорирование процессов переноса излучения и относительно грубый учет изменения свойств воздуха при высоких температурах за счет выбора эффективного показателя адиабаты в [1] не привели к искажению картины развития пробоя в целом.

Пригодность газодинамической модели подтверждается полученными позднее результатами [5], где, в частности, показано, что даже на ранней стадии разлета пробоя движение фронта ударной волны совпадает с известным автомодельным законом. Л. И. Седова $R_*(t)=[\alpha E_0 t^2/R_0]^{1/5}$, а оценка первоначально вложенной энергии по этой формуле дает удовлетворительную точность в условиях разлета с сильным излучением.

Автор благодарит В. П. Коробейникова за предоставленные оригиналы фотографий [2].

Поступила 12 V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *Архангельский Н. А.* К расчету течения, возникающего при искровом пробое в воздухе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 3.
2. *Panarella E.* Laser induced explosions. National Research Counsil. Ottawa, Canada Rept., 1971.
3. *Евтушенко Т. П., Малышев Г. М., Островская Г. В., Семенов В. В., Челидзе Т. Я.* Исследование искры в воздухе с помощью двух синхронизированных лазеров. Ж. техн. физ. 1966, т. 36, 1115.
4. *Шуршалов Л. В.* Об одном классе двумерных нестационарных течений с ударными волнами. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 2.
5. *Гольдин В. Я., Четверушкин Б. Н.* Исследование охлаждения и разлета сферической мишени, разогретой излучением лазера. М., 1974. (Препринт ИПМ АН СССР, № 95.)

УДК 536.2.02.536.46

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ В СРЕДЕ С НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

А. С. ЛЕЙБЕНЗОН

(Москва)

В работе рассматривается задача о распространении тепловой волны, поддерживаемой экзотермической реакцией, в совершенном газе. Предполагается, что в результате нагрева вещества тепловой волной в среде начинается экзотермическая реакция. Так как тепловая волна может двигаться по холодному веществу с большой сверхзвуковой скоростью [1], то на начальной стадии процесса можно пренебречь движением вещества и изучать процесс распространения тепла по покоящейся среде. Аналогичные вопросы рассматривались также в работах [2]. Подробно вопрос о тепловых и гидродинамических процессах в одномерном плоском случае для несжатого вещества был рассмотрен в работе [4]. Эффекты взаимодействия нелинейной теплопроводности с источниками тепла рассматривались в работах [5, 6].

Распространение тепловой волны по покоящейся холодной среде, в которой могут происходить экзотермические реакции, описывается системой, состоящей из уравнения нелинейной теплопроводности и уравнения, описывающего изменение концентрации вещества в процессе реакции. Изучаются одномерные нестационарные движения с плоскими, осесимметричными и сферическими волнами. Учитываются потери энергии за счет тормозного излучения.

Основная система уравнений имеет вид

$$\rho\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{RT}{\gamma-1}+\beta Q\right)=\frac{1}{r^\nu}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^\nu\varkappa\frac{\partial T}{\partial r}\right)-A\rho^2T^{1/2}$$
$$\frac{\partial\beta}{\partial t}=-k_1\beta^\alpha\rho^zT^s\exp\left(-\frac{E}{RT}\right)\tag{1}$$

Здесь t – время, r – пространственная координата, γ – показатель адиабаты, ν – показатель симметрии, равный 0, 1, 2 соответственно в плоском, осесимметричном и