

04

## ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОВЗРЫВА ФОЛЬГ И ПОСЛЕДУЮЩЕГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ ОТ ПОДВОДИМОЙ МОЩНОСТИ

Э. К. Андержанов, И. И. Дивнов, Н. И. Зотов, В. Д. Христофоров

Построены экспериментальные зависимости параметров электрического взрыва (ЭВ) плоских алюминиевых фольг от подводимой мощности в широком диапазоне отношений энергии к массе фольги. Обнаружены скачкообразные изменения энергии разрушения проводника, интеграла тока и яркостных температур разрядного канала, сопровождаемые уменьшением масштаба неоднородностей взрыва и частичным переходом зоны энерговыделения из продуктов ЭВ в прилегающие слои воздуха. Обсуждаются возможные причины смены механизмов разрушения проводника и распространения разряда.

Приведены результаты экспериментального исследования электрического взрыва алюминиевых фольг в воздухе нормальной плотности в широком диапазоне изменения отношений подводимой мощности к массе и площади фольги. Обнаружены резкие изменения (скачки) энергии, затрачиваемой на разрушение фольги, а также интеграла тока к моменту зажигания шунтирующего разряда при значениях удельной мощности около 100 и 900 МВт/г. Скачки сопровождаются изменением структуры и масштаба неоднородностей взрыва и связаны, по-видимому, со сменой механизмов разрушения металла при импульсном нагревании. Оценены энергии возникновения зародышей разрушения, характерные времена их развития и концентрация пара к моменту разрушения.

На стадии шунтирующего разряда отмечены скачки яркостных температур и изменения спектрального распределения яркости в области плотностей потока подводимой энергии около 0.6 и 3 МВт/см<sup>2</sup>. Эти изменения интерпретируются как смена режимов распространения канала разряда из-за перехода зоны энерговыделения из продуктов разрушения фольги в окружающий воздух с образованием дозвуковой радиационной волны.

Опыты проведены при токах  $I \sim 10^5 - 10^6$  А в широком диапазоне энергий  $E = 3 - 240$  кДж, удельных мощностей  $P/m \sim 10^1 - 10^4$  МВт/г и плотностей потока энергии  $q = P/S \sim 0.1 - 10$  МВт/см<sup>2</sup> при длительности энерговыделения 50—300 мкс ( $m$  — масса,  $S$  — площадь фольги). Геометрические размеры фольг варьировались в пределах: длина 90—800 мм, ширина 70—150 мм, толщина 8—50 мкм. Геометрия электродов для крепления фольги и подводящих токопроводов показана на рис. 1. Более подробное описание постановки опытов дано в [1].

В качестве источника питания разряда использовались конденсаторные батареи емкостью 1.4—13 мФ с зарядным напряжением от 2 до 5 кВ в сочетании со взрывомагнитным генератором [2]. Применение последнего позволило существенно расширить исследованный диапазон энергий и мощностей.

Ток  $I$  и напряжение  $U$  в цепи разряда измерялись с помощью пояса Роговского и омического делителя соответственно. Относительная ошибка измерений не превышала 5 %. По осциллограммам  $I(t)$  и  $U(t)$  рассчитывались подводимые к разрядному промежутку мощность и энергия

$$P(t) = UI - LI \frac{dI}{dt}, \quad (1)$$

$$E(t) = \int_0^t UI dt - \frac{LI^2}{2}, \quad (2)$$

где  $L=0.5-0.75$  мкГн — индуктивность участка цепи, на котором измерялось напряжение.

Динамика развития разряда регистрировалась двумя камерами СФР. Съемка проводилась в параллельном и перпендикулярном плоскости фольги направлениях. В некоторых опытах использовалась также теневая методика фотографирования, позволяющая определить скорости и взаимное положение границы канала разряда и фронта ударной волны в воздухе. Точность определения линейных размеров и скоростей составляла около 5 %.

Для определения яркостных температур разряда использовалась фотоэлектрическая методика с применением фотодиодов в качестве приемников излучения [1]. Яркость измерялась в направлении, перпендикулярном плоскости фольги, в узких ( $\Delta\lambda = 0.05$  мкм) спектральных интервалах в ультрафиолетовой ( $\lambda = 0.32$  мкм), видимой (0.43 мкм) и инфракрасной (1.4 мкм) областях спектра. Погрешность определения яркостных температур не превышала 10 %.

Характерные осциллограммы тока и напряжения приведены на рис. 2. Основная энергия (более 90 %) в наших опытах вводилась в разряд всегда за первый «полупериод» тока до момента  $t_1$  перехода его через нулевое значение. Переход от стадии собственно взрыва фольги к разряду в парах металла и окружающем газе отчетливо проявляется в виде резкого выброса на осцилло-

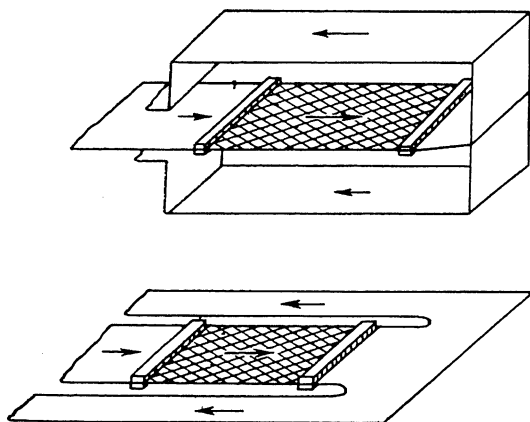


Рис. 1. Схемы включения фольги в разрядный контур.

Стрелками показаны направления токов.

грамме напряжения — «индуктивного пика перенапряжения» [2]. Соответствующий момент времени  $t_*$  условно принимался за момент разрушения фольги, а энергия, введенная в фольгу к этому моменту, — за энергию разрушения  $E(t_*)$ . Под разрушением при этом имеется в виду резкое изменение физического состояния проводника: снижение проводимости, начало интенсивного испарения и разлета продуктов взрыва. Примерно при  $t=t_*$  с разбросом  $\Delta t=2-5$  мкс наблюдается «вспышка» излучения с плоскости фольги, фиксируемая по появлению сигналов с фотодиодов. Этому же моменту времени соответствует максимум сопротивления разрядного промежутка, причем наблюдается известная «аномалия» электрического взрыва [3], заключающаяся в том, что сопротивление фольги не определяется однозначно поглощенной энергией, а зависит также от скорости ее ввода в металл.

В качестве характеристики скорости выделения энергии на начальной стадии инициирования разряда принималось среднее значение мощности, выделяемой в единице массы металла за время от момента включения тока до момента разрушения фольги,

$$p = \frac{E(t_*)}{t_* m}. \quad (3)$$

Зависимость энергии разрушения от удельной мощности представлена на рис. 3, где наши экспериментальные точки отложены вместе с данными, получен-

ными из предшествующих работ по взрыву плоских фольг [4, 5] и фольговых цилиндров [6-8]. В указанных работах использовались как подобные нашим, так и более «быстрые» конденсаторные батареи с напряжением до 50 кВ и характерным временем выделения энергии 1—10 мкс, при этом значения удельных мощностей примерно соответствуют нашим опытам с ВМГ. Видно, что все экспериментальные точки хорошо укладываются на единую зависимость, на которой отчетливо проявляется не отмечавшаяся ранее особенность электрического взрыва — скачки удельной энергии разрушения  $e = E(t_*)/m$  при значениях удельной мощности около 100 и 900 МВт/г. Замечено при этом, что скачкообразное уменьшение энергии разрушения сопровождается изменением характера и масштаба неоднородностей взрыва фольги и последующего раз-

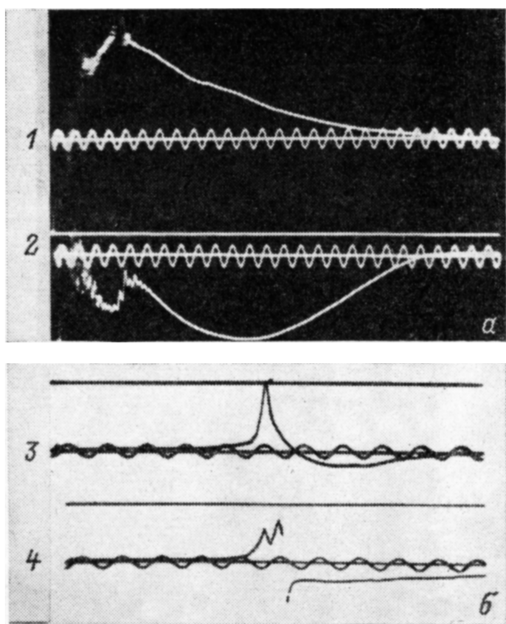


Рис. 2. Характерные осциллограммы тока (2, 3) и напряжения (1, 4) в цепи разряда в опытах с конденсаторной батареей (а) и ВМГ (б).

Период масштабной синусоиды 10 (а) и 100 мкс (б).

ряда: при увеличении мощности после скачков размер неоднородностей резко уменьшается.

Изменение масштаба неоднородностей показано на рис. 4. Крупномасштабные неоднородности размером порядка начальных размеров фольги сменяются после первого скачка при  $p \geq 100$  МВт/г мелкомасштабными в виде чередующихся светлых и темных полос («страт») с расстоянием между ними 1—3 мм. Об уменьшении масштаба неоднородностей при увеличении скорости ввода энергии в проводник упоминалось в [5], где, по нашим оценкам, речь идет о мощностях около 900 МВт/г, т. е. вблизи второго скачка на графике рис. 3. Таким образом, оба скачка  $e$  связаны с изменением размеров неоднородностей, что указывает на возможную смену механизмов разрушения металла при достижении соответствующих значений скорости выделения энергии. При этом возможна следующая интерпретация полученных данных.

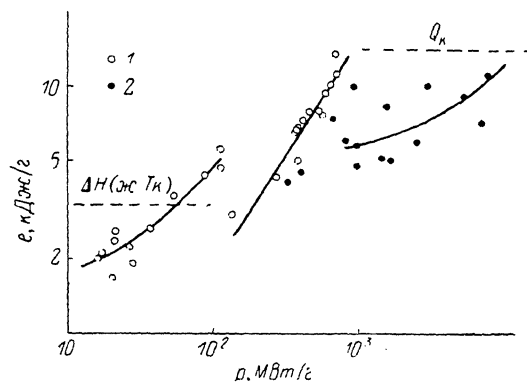


Рис. 3. Зависимость удельной энергии разрушения от удельной мощности.

1 — данные авторов, 2 — результаты работ [4-8]; сплошные кривые — линейная аппроксимация.

Экспериментальная зависимость  $e(p)$  всюду, за исключением области скачков, хорошо аппроксимируется линейной функцией

$$e = Q_0 + \tau p, \quad (4)$$

где  $Q_0$  и  $\tau$  — эмпирические константы с размерностями удельной энергии и времени. Их численные значения меняются в области скачков и, согласно рис. 3, равны в порядке возрастания мощности  $Q_0 = 1.4, 0.28$  и  $4.6$  кДж/г,  $\tau = 30, 16$

и 0.5 мкс (здесь и далее при аппроксимации использован метод наименьших квадратов).

Из (4) следует, что время разрушения фольги

$$t_* = \frac{e}{p} = \frac{Q_0}{p} + \tau \quad (5)$$

бесконечно возрастает при  $p \rightarrow 0$ , а  $e$  стремится к  $Q_0$ , т. е. эту константу можно рассматривать как предельную энергию разрушения при бесконечно медленном нагревании проводника. В то же время при  $p \neq 0$  эта же константа может интерпретироваться, по-видимому, как энергия возникновения в металле локальных очагов или зародышей разрушения. Тогда вторую константу  $\tau$  естественно связать с временем роста неоднородностей, возникших в результате образования зародышей, до макроскопических размеров, приводящего к разрушению проводника как целого и определяющего задержку разрушения. Не рассматривая здесь причины образования и роста зародышей, поскольку

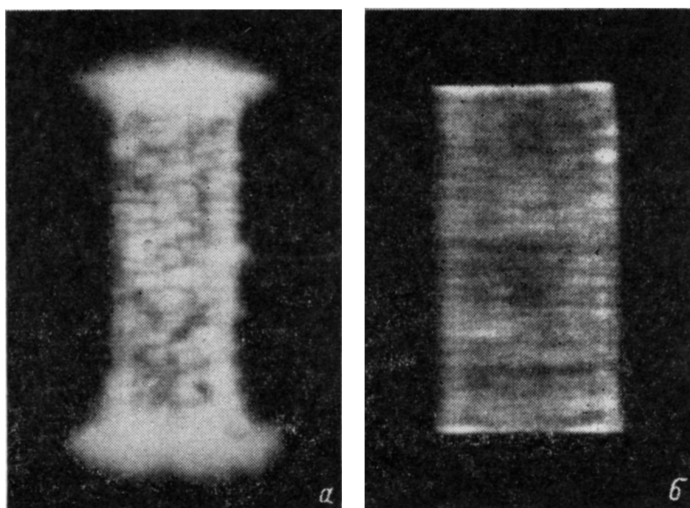


Рис. 4. Поверхность фольги в момент зажигания разряда.

Длина фольги 200 мм.  $p$ , МВт/г: а — 21, б — 110.

этому не решенному до настоящего времени вопросу посвящены специальные исследования [3], отметим только, что резкое изменение  $e$ ,  $Q_0$  и  $\tau$  показывает, что условия начала разрушения проводника зависят от уровня подводимой мощности.

В наших опытах время разрушения всегда было много больше характерного времени диффузии магнитного поля в проводник  $\tau_{\text{м}} = \mu_0 \sigma_0 \delta'^2 \ll 10^{-7}$  с ( $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $\sigma_0$  — проводимость,  $\delta'$  — толщина фольги), поэтому можно пренебречь скин-эффектом и считать, что нагревание фольги происходит равномерно по толщине. Сравнение полученных значений  $Q_0$  со справочными данными [9] по изменению энтальпии алюминия при нагревании до плавления и кипения показывает, что при  $p > 900$  МВт/г  $Q_0$  лишь немного превышает энтальпию жидкого металла в точке кипения  $\Delta H$  (ж,  $T_{\text{к}})$  = 3.28 кДж/г, т. е. образование зародышей разрушения при большой мощности может начинаться почти одновременно с кипением. При малых мощностях  $p < 100$  МВт/г следует предположить, что зародыши образуются в расплавленном, но еще не нагретом до температуры кипения металле, так как в этой области  $Q_0$  больше теплоты плавления  $Q_{\text{пл}} = 1.07$  кДж/г, но меньше  $\Delta H$  (ж,  $T_{\text{к}})$ . В промежуточной области  $100 < p < 900$  МВт/г величина  $Q_0$  меньше энтальпии твердого алюминия в точке плавления, следовательно, зародыши образуются еще до плавления металла.

Во всем исследованном диапазоне мощностей энергия разрушения и «интеграл тока» не достигали значений, соответствующих полному испарению всей массы металла [1], таким образом, к моменту зажигания шунтирующего разряда продукты взрыва могут содержать как пар (если предположить локальный перегрев отдельных участков фольги), так и остатки жидкого металла. Максимальную оценку массовой доли  $\alpha$  испарившегося вещества получим из приближенного баланса энергии

$$e = \alpha Q_{\kappa} + (1 - \alpha) Q_{\text{пл}},$$

где  $Q_{\kappa} = 14.1$  кДж/г — энергия, затрачиваемая на нагревание и испарение единицы массы алюминия.

Оценки показывают, что области значений  $e$  на рис. 3 соответствует изменение  $\alpha$  от 4 до 84 %, причем после первого и второго скачков  $e$  величина  $\alpha$  резко уменьшается до 4 и 30 % соответственно. Таким образом, условия возникнове-

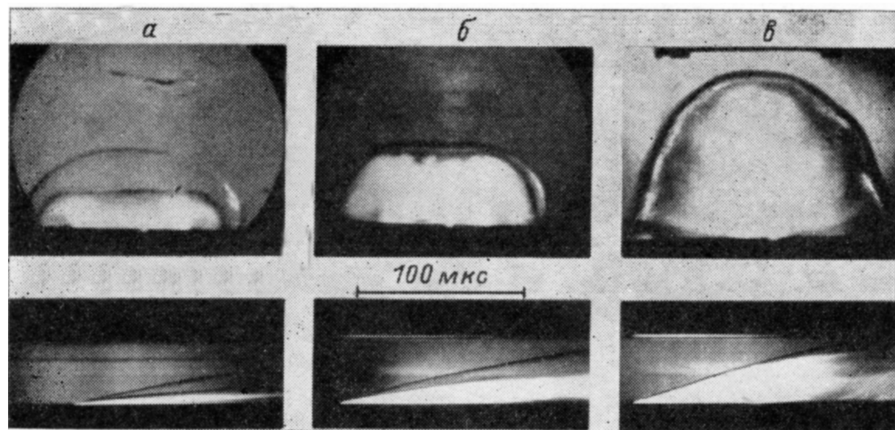


Рис. 5. Развитие разрядного канала и его целевые развертки у поверхности плоской преграды при различных плотностях потока подводимой энергии.

$$a - q < 0.6, \quad б - q \approx 3, \quad в - q > 3 \text{ МВт/см}^2.$$

ния канала разряда также существенно зависят от уровня подводимой мощности. Общая картина развития разрядного канала после разрушения фольги представлена на рис. 5.

На рис. 6 приведены зависимости максимальных яркостных температур  $T$  и средних скоростей расширения  $u$  разрядной плазмы от средней плотности потока энергии  $q$ , подводимой к разрядному промежутку за время от момента  $t_*$  до окончания первого полупериода тока  $t_1$ ,

$$q = \frac{E(t_1) - E(t_*)}{(t_1 - t_*) S}. \quad (6)$$

Результаты измерений яркостной температуры в ИК области спектра ( $\lambda = 1.4$  мкм) не показаны, так как они практически совпадают со значениями при  $\lambda = 0.43$  мкм.

Как видно на рис. 6, наши экспериментальные точки хорошо согласуются с результатами обработки данных предшествующих работ [6-8, 10, 11]. Обращает на себя внимание не отмечавшаяся ранее особенность полученных зависимостей  $T(q)$ , заключающаяся в том, что на фоне слабого возрастания яркостных температур обнаружены резкие их изменения при значениях  $q$ , равных примерно 0.6 и 3 МВт/см<sup>2</sup> (в интервале между этими значениями  $q$  зависимости  $T(q)$  во всех областях спектра хорошо описываются степенными зависимостями с показателем  $\sim 0.1$ ), сопровождающиеся изменением спектрального распределения яркости: при малых  $q < 0.6$  МВт/см<sup>2</sup> и больших  $q > 3$  МВт/см<sup>2</sup> яркостные температуры практически одинаковы во всех трех исследованных спек-

тральных интервалах, в то время как в промежуточной области  $q$  значения  $T$  в ультрафиолетовой части спектра заметно ниже, чем в видимой и инфракрасной.

До первого скачка яркости при  $q < 0.6$  МВт/см<sup>2</sup> наблюдается большой разброс скоростей расширения разряда, существенно превышающий возможные погрешности измерений. В этой области малых мощностей динамика развития разряда существенно зависит, по-видимому, от состояния продуктов взрыва фольги в момент разрушения, поэтому наиболее вероятной причиной разброса скоростей является нерегулярный характер отмеченных выше крупномасштабных неоднородностей взрыва. Начиная с  $q \approx 0.6$  МВт/см<sup>2</sup> экспериментальные значения хорошо описываются степенной зависимостью

$$u = 0.76q^{0.38}, \quad (0.6 < q < 10), \quad (7)$$

где  $[u] = \text{км/с}$ ,  $[q] = \text{МВт/см}^2$ .

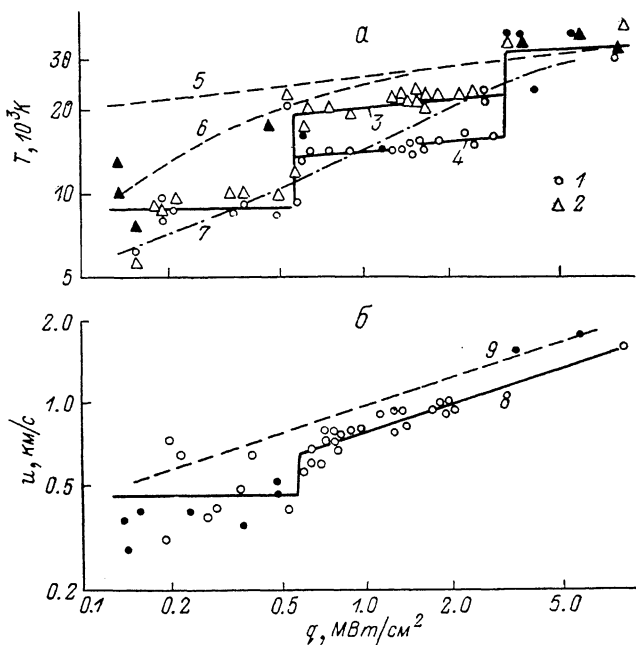


Рис. 6. Зависимости максимальных яркостных температур (а) и скорости расширения (б) разряда от средней плотности потока подводимой энергии (темными значками показаны данные [6-10]).

$\lambda$ , мкм: 1 — 0.32, 2 — 0.43; 3, 4, 8 — аппроксимация степенными функциями. Для сравнения приведен расчет [12] температуры плазмы за фронтом ДРВ (5), соответствующие зависимости яркостных температур в ИК (6) и УФ (7) областях спектра и скорости плоской ДРВ (9) в воздухе.

Выход скорости на стационарную зависимость (7) и скачок яркостных температур при  $q = 0.6$  МВт/см<sup>2</sup> мы объясняем сменой режимов распространения разрядного канала в результате частичного перехода зоны энерговыделения из продуктов разрушения фольги в окружающий воздух с образованием дозвуковой радиационной волны (ДРВ) [12]. Возможность такого объяснения подтверждается сравнением экспериментальных зависимостей  $u$  и  $T$  от  $q$  с расчетами ДРВ [12]. Как видно на рис. 6, при увеличении плотности потока экспериментальные точки приближаются к расчетным зависимостям, причем несколько меньшие значения  $u$  в опытах по сравнению с расчетом плоской ДРВ можно объяснить влиянием бокового расширения плазмы.

Расчетная зависимость яркостных температур от плотности потока подводимой энергии (рис. 6) учитывает, что по мере увеличения  $q$  одновременно растут температура, давление и толщина слоя воздуха в канале (время выделения энергии принято равным 50 мкс). Видно, что в области наблюдаемого в опытах второго скачка яркости при  $q = 3$  МВт/см<sup>2</sup> яркостные температуры приближаются

к истинным и при дальнейшем увеличении  $q$  расчет хорошо описывает результаты измерений.

Наблюдаемое в опытах совпадение яркостных температур в различных участках спектра при малых  $q < 0.6$  МВт/см<sup>2</sup> и некоторое отличие расчетных и экспериментальных зависимостей яркостных температур на рис. 6 в области  $0.6 < q < 3$  МВт/см<sup>2</sup> можно объяснить присутствием оптически плотной алюминиевой плазмы в канале разряда.

Доказательством существования режима ДРВ являются приведенные на рис. 5 теньевые фотографии, на которых зарегистрирована ударная волна, движущаяся впереди расширяющегося канала разряда, причем толщина сжатого ударной волной и прозрачного для просвечивающего излучения слоя воздуха уменьшается с ростом плотности потока энергии до тех пор, пока при  $q \simeq \simeq 3$  МВт/см<sup>2</sup> зона энерговыделения не догоняет фронт УВ. С изменением структуры зоны энерговыделения и возрастанием оптической толщины канала разряда при дальнейшем увеличении  $q$  связан второй скачок на зависимости  $T(q)$ . Заметим также, что нижняя граница существования режима ДРВ при распространении разряда, согласно полученным данным, около 0.6 МВт/см<sup>2</sup>, что согласуется с расчетными значениями пороговых  $q$ , равных 0.1—1 МВт/см<sup>2</sup> [12].

### Список литературы

- [1] Андержанов Э. К., Владимиров В. В., Дивнов И. И. и др. Деп. в ВИНТИ. М., 1985. № 3332-85. 99 с.
- [2] Дивнов И. И., Зотов Н. И., Карпов О. П. и др. // ПМТФ. 1979. № 6. С. 46—52.
- [3] Лебедев С. В., Савватинский А. И. // УФН. 1984. Т. 144. Вып. 2. С. 215—250.
- [4] Бурцев В. А., Литуновский В. Н., Прокопенко В. Ф. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 8. С. 1642—1652.
- [5] Байков А. П., Белого В. А., Искольдский А. Н. и др. // ФГВ. 1973. № 2. С. 286—288.
- [6] Бурцев В. А., Дубенский В. А., Егоров А. П. и др. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 7. С. 1419—1427. Там же. Вып. 9. С. 1845—1852.
- [7] Бурцев В. А., Бездольный А. М., Дубенский В. А. и др. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 6. С. 1216—1226.
- [8] Лаврентюк В. Е., Лакутин В. А., Подмошенский И. В. и др. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 10. С. 2153—2161.
- [9] Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В. П. Глушко. М.: Наука, 1978—1981 г. Т. 1. Кн. 1. Т. 2. Кн. 2. Т. 3. Кн. 2.
- [10] Лакутин В. А., Подмошенский И. В., Рымарчук Ю. А. и др. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 10. С. 2162—2168.
- [11] Лакутин В. А., Демидов В. И., Подмошенский И. В. и др. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 9. С. 1792—1801.
- [12] Лосева Т. В., Немчинов И. В. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 3. С. 610—615.

Институт физики земли  
им. О. Ю. Шмидта АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
9 марта 1988 г.