

22. R. W. White. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4.
23. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1966, 2, 3, 19.
24. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1966, 2, 1.
25. A. N. Dremín, V. S. Trofímov. X-th Symposium on Combustion, 1964.
26. А. Н. Дремин, С. Д. Савров. ФГВ, 1966, 2, 4.
27. A. W. Campbell, W. S. Davis, I. R. Travis. Phys. of Fluids, 1961, 4, 498.
28. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, А. Н. Андриевский. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2.
29. С. Н. Буравова, А. Н. Дремин, В. В. Якушев. ФГВ, 1967, 3, 3.
30. А. С. Соколик. Самовоспламенение и детонация в газах. М., 1960.
31. К. И. Щелкин. ЖЭТФ, 1959, 36, 2, 600.
32. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопроводность в химической кинетике. М., Изд-во АН СССР, 1947.
33. J. J. Eggenbeck. Phys. of Fluids, 1962, 5, 604.

УДК 534.222.22+541.427.6

О ПРИРОДЕ КРИТИЧЕСКОГО ДИАМЕТРА ДЕТОНАЦИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

А. Н. Дремин, В. С. Трофимов

(Москва)

Наименьший диаметр заряда взрывчатого вещества (ВВ), при котором еще возможно распространение незатухающей детонационной волны, называют критическим диаметром детонации $d_{кр}$.

Ю. Б. Харитон [1, 2] впервые пришел к выводу, что существование $d_{кр}$ можно объяснить только вне рамок классической теории детонации, т. е. явно учитывая конечное значение a ширины детонационного фронта. Согласно Харитону, при конечном диаметре заряда d из зоны реакции происходит разброс непрореагировавшего ВВ в стороны, что ведет к бесполезной для детонации потере энергии и затуханию процесса при $d < d_{кр}$.

На идею Харитона в той или иной степени опираются все современные теории неидеальной, т. е. протекающей при $d < \infty$ детонации [2—10]. Несмотря на разнообразие исходных предпосылок, лежащих в основе этих теорий, они решают вопрос о природе критического диаметра, исходя из одних и тех же физических представлений, а именно в них неявно предполагается, что

$$d_{кр} = d_{ст}, \quad (1)$$

где $d_{ст}$ — наименьший диаметр заряда, при котором возможно распространение стационарной детонационной волны. Последняя характеризуется постоянством не только скорости детонации D , но и всего потока ВВ и продуктов взрыва (ПВ) относительно системы координат, связанной с ее фронтом. В дальнейшем, если не делается специальных оговорок, подразумевается именно такая система координат.

Возникновение турбулентного потока при детонации негомогенных ВВ, а также гомогенных ВВ, у которых гладкий детонационный фронт неустойчив [11—14], не является существенным препятствием на пути такого рассмотрения, поскольку и в этих случаях усредненная детонационная волна может быть стационарной.

Таким образом, в указанных работах фактически считается, что незатухающая детонационная волна должна быть стационарной, так как

только в этом случае справедливо равенство (1). Однако анализ экспериментальных фактов, полученных в работах [11, 12, 16, 17], показывает, что это не всегда верно. На рис. 1, *a* изображено распространение одного из видов нестационарного детонационного фронта. Для сравнения на рис. 1, *б* дана аналогичная картина для стационарной детонации.

Сокращение поверхности детонационного фронта и его замена ударным фронтом (положения 1—3 на рис. 1, *a*) происходят за счет распространения волны прекращения реакции от границы к оси заряда. Последующее восстановление детонационного фронта (положения 4—6) протекает в результате адиабатической вспышки сжатого ВВ, формирова-

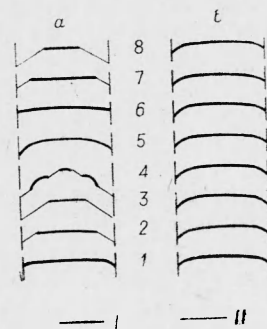


Рис. 1. Распространение нестационарного (*a*) и стационарного (*б*) детонационного фронта.

1—8 — последовательные положения фронта относительно осевой плоскости заряда.
I — детонационный фронт; II — ударный фронт.

ния расходящейся детонационной волны сначала в сжатом, а затем в невозмущенном ВВ и распространения реакции на все сечение заряда. Теоретически эти процессы будут рассмотрены ниже. Сейчас необходимо только подчеркнуть, что если при восстановлении детонационного фронта по всему сечению заряда (положения 1—6) картина течений имеет один и тот же вид, то нет никаких причин для затухания детонации во время одной из следующих пульсаций ее фронта.

Приведенный пример показывает, что нестационарная детонационная волна может устойчиво распространяться по заряду, т. е. на самом деле может быть $d_{кр} = d_{ст}$. Новые представления о природе $d_{кр}$ заряда без оболочки для нестационарной детонационной волны развиваются в работах [15—17] и обобщаются в настоящей статье. Они опираются на предположение о том, что тепловыделение в детонационной волне протекает по закону адиабатического теплового взрыва (без автокатализа), и на его качественном рассмотрении необходимо остановиться подробнее.

Определим период индукции τ как время, в течение которого реагирует определенная небольшая доля ВВ. Полное время реакции Δt — это время, в течение которого она в основном завершается. Тогда в качестве характеристики теплового взрыва можно использовать величину

$$k = \frac{\tau}{\Delta t}. \quad (2)$$

Если

$$k \approx 1, \quad (3)$$

то взрыв называют нормальным, в противном случае ($k < 1$) — вырожденным.

Согласно теории [19], характер теплового взрыва в гомогенной среде при постоянном объеме определяется параметрами β и γ :

$$\beta = \frac{R T}{E}, \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{R T^2}{E} \cdot \frac{q}{Q}, \quad (5)$$

где R — универсальная газовая постоянная; T — абсолютная температура; E — энергия активации в законе Аррениуса; q — средняя теплоем-

кость β и β_0 ; Q — изотермическая теплота реакции. В соответствии с законом Аррениуса параметр β определяет скорость химической реакции и ее производную по температуре (чем меньше β , тем меньше скорость и круче ее зависимость от T). Параметр γ позволяет судить о величине теплового самоускорения реакции (чем меньше γ , тем больше самоускорение).

Нетрудно видеть, что для выполнения условия (3) необходимо иметь малые начальные значения параметров β и γ :

$$\beta_0 \ll 1, \quad (6)$$

$$\gamma_0 \ll 1. \quad (7)$$

Для переменного объема теория не разработана, однако для дальнейшего достаточно качественных соображений. Все вещества при адиабатическом расширении обычно охлаждаются. Поэтому в процессе развития взрыва в расширяющемся объеме часть тепловыделения идет на компенсацию падения температуры. Формально это можно рассматривать как уменьшение Q в выражении (5). Величина этого уменьшения ΔQ , очевидно, монотонно растет вместе с увеличением скорости расширения и уменьшением параметра β . Аналогично в адиабатически уменьшающемся объеме происходит формальное увеличение Q .

Рассмотрим характерный пример. Предположим, что сразу после ударного сжатия β испытывает быстрое расширение. В зависимости от конкретных условий формальный параметр γ может стать бесконечным и даже отрицательным, т. е. реакция не будет самоускоряться. Вследствие адиабатического уменьшения температуры и соответствующего падения β может наступить срыв воспламенения, т. е. протекающие реакции с незначительной скоростью без самоускорения, благодаря чему β в первом приближении ведет себя как инертное вещество. При достаточно малом β_0 реакция сразу имеет незначительную скорость, поэтому в этом случае более уместно говорить о срыве возможности воспламенения.

В работах [14, 17] указывается, что выполнение условий (6)—(7) нормального теплового взрыва за ударным фронтом детонационной волны может повлечь за собой его неустойчивость. В этом случае реальный детонационный фронт имеет сложную квазистационарную структуру

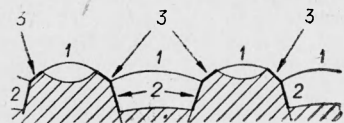


Рис. 2. Структура передней части негладкого детонационного фронта.

(рис. 2). Ее основными элементами являются прямые ударные фронты i , которые только сжимают β , поперечные детонационные волны 2 и пересжатые детонационные фронты 3 , в которых протекает реакция, а также зона затухания турбулентности. В такой волне, которая называется негладкой, процесс затухания турбулентности формально можно рассматривать как протекающие одной из химических реакций [19]. При этом собственно химическое тепловыделение, так же как и полное формальное тепловыделение, включающее турбулентную часть, протекает по закону вырожденного теплового взрыва.

Среднее время собственно химической реакции в негладкой волне приблизительно совпадает с периодом индукции за прямыми ударными фронтами 1 . Им соответствует значение β , которое значительно меньше, чем β за предполагаемым гладким ударным фронтом, имеющим скорость детонации. Это приводит к очень сильной зависимости времени химической реакции от нормальной скорости детонационного

фронта D_{\perp} . По-видимому, данный вывод относится также к полной формальной реакции, включающей в себя и турбулентность.

Для твердых негомогенных ВВ параметры β и γ утрачивают свое значение, однако из других соображений можно заключить, что тепловыделение в детонационном фронте также протекает по закону выродившегося теплового взрыва [20]. В отличие от жидких ВВ с негладким детонационным фронтом, в данном случае скорость тепловыделения слабо зависит от D_{\perp} [20].

Сделанные выводы дают возможность исследовать некоторые необходимые условия стационарного распространения детонации в заряде без оболочки. Хотя дальнейшие рассуждения, строго говоря, относятся к гладкому детонационному фронту, переход к турбулентному потоку не составит существенных трудностей. Он будет заключаться в замене переменных на соответствующие усредненные и формальные величины, как это сделано в работе [19].

На рис. 3 представлена схема основных элементов течения в стационарной детонационной волне. Чтобы нестационарные волны разрежения не могли проникнуть внутрь детонационного фронта, от точки A должен уходить сверхзвуковой поток, т. е. на границе заряда за ударным фронтом

$$M > 1, \quad (8)$$

где M — число Маха. Только в таком потоке могут стоять границы стационарной волны разрежения, которые совпадают с линиями Маха \mathcal{Z} . Из условия (8) следует, что звуковая поверхность 4, на которой $M=1$, пересекает ударный фронт детонационной волны (так как на оси заряда $M < 1$, на границе $M > 1$). Таким образом, область дозвукового потока, из которой возмущения могут поступать на фронт (на рис. 3 заштрихована), не достигает свободных границ заряда и это обеспечивает стационарность режима.

Выполнение условия (8) может достигаться только путем завала краев ударного фронта и соответствующего уменьшения D_{\perp} . В результате этого за стационарным ударным фронтом установится поток, плотность которого j уменьшается вниз по течению:

$$\frac{dj}{dl} < 0, \quad (9)$$

где l — путь вдоль линии тока.

Вдоль стационарной линии тока соблюдается уравнение [21]:

$$\rho u \frac{du}{dl} + \frac{dp}{dt} = 0, \quad (10)$$

где ρ — плотность; u — скорость потока; p — давление. Кроме этого, из закона сохранения энергии следует, что для адиабатически изолированной частицы жидкости справедливо соотношение

$$\frac{dp}{dt} = c^2 \frac{d\rho}{dt} + \dot{p}, \quad (11)$$

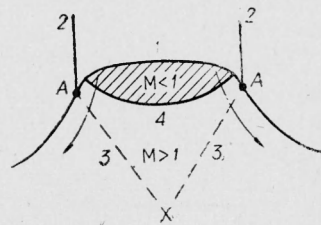


Рис. 3. Упрощенная схема течений в стационарной детонационной волне.
1 — ударный фронт; 2 — граница заряда; 3 — линии Маха; 4 — звуковая поверхность.

где t — время; c — скорость звука при «замороженном» химическом составе; \dot{p} — скорость нарастания давления в условиях протекания химической реакции при постоянных ρ и ϵ . В случае положительного коэффициента температурного расширения и если $Q \geq 0$, то $\dot{p} \geq 0$. Именно этот случай подразумевается в дальнейшем.

Используя равенства $j = \rho u$, $\frac{d}{dt} = u \frac{d}{dx}$ и комбинируя между собой уравнения (10), (11), находим

$$(1 - M^2) u \frac{dp}{dx} = -M^2 \left(\dot{p} + c^2 \frac{dj}{dx} \right). \quad (12)$$

Из последнего уравнения и требования непрерывности производной $\frac{dp}{dx}$ вытекает второе необходимое условие стационарности ударного фронта: в точках, где $M=1$,

$$\dot{p} = -c^2 \frac{dj}{dx}. \quad (13)$$

Течение будет устойчивым, если равенство (13) не является случайным. Следовательно, в указанных точках правая часть уравнения (12) должна менять знак, причем он равен $\text{sign}(1 - M)$.

Из простых геометрических соображений следует, что

$$\left| \frac{dj}{dx} \right| > j \frac{\sin \varphi}{r}. \quad (14)$$

где φ — угол поворота потока при его переходе через косой ударный фронт, а r — расстояние соответствующей точки фронта от оси заряда. Можно показать, что благодаря ограничениям, которые неравенство (14) накладывает на возможности выполнения условия (13), у всех ВВ имеется отличный от нуля диаметр $d_{\text{кр}}$.

В упомянутых теориях неидеальной детонации [2—10] существование $d_{\text{кр}}$ (который отождествляется с $d_{\text{кр}}$) выводится из совершенно других предпосылок. В частности, во всех теориях, где вопрос о $d_{\text{кр}}$ обсуждается, считается, что критические условия стационарного распространения детонации зависят в первую очередь от параметров детонационной волны на оси заряда. Например, Харитон [2] предполагает, что детонация не может распространяться по заряду, если передние границы волны разрежения (по-видимому, их следует отождествить с линиями Маха \mathcal{M} на рис. 3) пересекаются в пределах зоны химической реакции. В работе [3] считается, что существует предельная скорость ударного фронта $D_{\perp} = D_{\text{пр}}$, ниже которой не происходит инициирование реакции, причем при $D = D_{\text{пр}}$ соответствующим диаметром заряда является $d_{\text{кр}}$. В работе [9] $d_{\text{кр}}$ (равный $d_{\text{кр}}$) выражается через критический радиус кривизны детонационного фронта на оси заряда.

На основании изложенного выше можно выдвинуть другой подход к определению $d_{\text{кр}}$, если сделать естественное предположение о том, что с уменьшением d параметры потока на периферии быстрее, чем на оси заряда, достигают своих критических (т. е. противоречащих условиям стационарности) значений. Последние определяются возможностями удовлетворить условно (13). Конкретный метод для вычисления $d_{\text{кр}}$ еще не получен, однако этот подход уже сейчас позволяет дать естественное объяснение некоторым экспериментальным фактам. Например, значительное различие между $d_{\text{кр}}$ и a у твердых ВВ [22, 23], по-видимому, связано с тем, что начальное значение p вблизи границы

заряда значительно меньше среднего значения этой же величины на оси. Поэтому $d_{кр}$, который в данном случае следует отождествить с $d_{ст}$ (см. ниже), не имеет прямого отношения к a на оси заряда.

С этих же позиций рассмотрим вопрос о природе D_{\perp} , слабых жидких ВВ в предельном случае, когда за ударным фронтом детонации соблюдаются условия (6), (7). Согласно работам [14, 17], детонационный фронт при этом, как правило, должен быть негладким. Благодаря тому, что скорость химической реакции сильно зависит от D_{\perp} , в точках, где $M=1$, может оказаться, что $p \approx 0$. Но тогда из (13), (14) следует, что $d_{ст}$ имеет очень большое и, может быть, практически бесконечное значение. С другой стороны, a является конечной величиной. Следовательно, в данном случае

$$d \ll d_{ст}. \quad (15)$$

Подчеркнем, что здесь и ниже речь идет о сравнении a с тем диаметром заряда, при котором данное значение a имеет место.

Рассмотрим распространение детонации при $d < d_{ст}$. Предположим, что в начальный момент ее фронт охватывает все поперечное сечение заряда. Поскольку условиям (8) и (13) удовлетворить одновременно нельзя, внутри зоны реакции от границы к оси заряда начнет распространяться нестационарная боковая волна разрежения. Благодаря условию (6) непосредственно на ее фронте будет происходить срыв воспламенения. Таким образом, вместе с передней границей боковой волны разрежения в направлении оси заряда будет распространяться волна прекращения реакции, ее скорость посто-

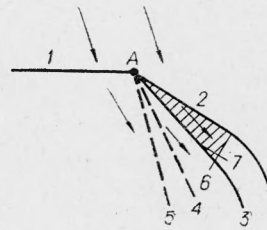


Рис. 4. Схема течений при затухании детонационного фронта.

1 — детонационный фронт; 2 — ударный фронт; 3 — граница раздела ВВ-ПВ; 4, 5 — границы центрированной волны разрежения; 6 — фронт второй волны разрежения; 7 — фронт адиабатической вспышки.

янна и определяется скоростью звука в условиях детонационного фронта.

На рис. 4 представлена схема течений в системе координат, связанной с точкой A , которая лежит на границе боковой волны разрежения. По обе стороны от границы раздела 3 потоки сжатого ВВ и ПВ имеют сверхзвуковую скорость. Благодаря этому боковая волна разрежения как бы расщепляется на две волны. Между фронтом первой из них, с которым совпадает волна прекращения реакции, и фронтом второй волны 6 имеется область сжатого ВВ (на рисунке заштрихована), давление в которой почти постоянно.

По мере увеличения области сжатого ВВ возникают условия для его адиабатической вспышки, которая до этого момента не происходила из-за срыва возможности воспламенения в волне разрежения 6. В данном случае тепловой взрыв является нормальным, так как за ударным фронтом 2 неравенства (6), (7) могут только усилиться.

Появление фронта адиабатической вспышки 7 благодаря повышению давления в ПВ приведет к формированию детонации в сжатом ВВ. Эта детонация после выхода на ударный фронт 2 вызовет детонацию в невозмущенном ВВ. Обе детонационные волны, распространяясь к оси заряда, догоняют точку A , и волна прекращения реакции исчезает. В противоположном направлении детонационные волны выходят на поверхность заряда и восстанавливают нормальный детонационный фронт

по всему его сечению. В дальнейшем описанный цикл повторяется. Именно этот случай представлен на рис. 1.

Если адиабатическая вспышка сжатого ВВ не успевает произойти до полного исчезновения детонационного фронта, то на оси заряда возникает третья волна разрежения, которая приведет к срыву возможности воспламенения в области сжатого ВВ и в конечном итоге к затуханию детонации. На основании развитых представлений в работе [16] получена приближенная формула для $d_{кр}$:

$$d_{кр} \approx K \tau, \quad (17)$$

где K — величина, определяемая параметрами течения сжатого ВВ и скоростью его детонации, а τ — время индукции за ударным фронтом. Более подробно картина развития пульсации нестационарной детонационной волны, ее экспериментальное исследование и вывод формулы (17) излагаются в работах [15, 16].

Ширина зоны химической реакции a не входит в выражение для K , т. е. и в данном случае она непосредственно не связана с $d_{кр}$. Более того, поскольку $\beta \ll 1$, период индукции τ много больше времени реакции в детонационной волне, откуда следует, что

$$a \ll d_{кр}. \quad (18)$$

Для других случаев, когда за ударным фронтом детонационной волны условия (6), (7) не выполняются, расчет пока не сделан из-за очень сложной картины течений. Подробный качественный анализ вопроса о природе $d_{кр}$ проводится в работе [17], поэтому здесь мы ограничимся вторым предельным случаем, которому соответствуют большие значения β и γ . По-видимому, сюда относятся слабые жидкие ВВ с малой энергией активации.

Чем больше отступают параметры β и γ от условий (6), (7), чем меньше крутизна первого фронта нестационарной волны разрежения, тем больше запаздывает срыв воспламенения по отношению к моменту начала расширения ВВ. Благодаря этому скорость волны прекращения реакции становится переменной, причем она зависит как от расстояния до границы заряда, так и от его диаметра, оставаясь все время меньше скорости границы нестационарной волны разрежения. Обращаясь к схеме течений для первого предельного случая (см. рис. 4), можно сказать, что с ростом β и γ точка A «расплывается» в целую область, заключенную между фронтом волны разрежения и волной прекращения реакции.

Уменьшение скорости волны прекращения реакции ведет к увеличению завала ударного фронта, аналогом которого является фронт 2 на рис. 4. Это влечет за собой не только падение его амплитуды, но и увеличение расходимости потока от оси заряда. Таким образом, если в предельном случае малых β и γ можно было пренебречь изменением во времени параметров сжатого ВВ за ударным фронтом 2, то теперь оно может играть существенную роль, в частности приводить к срыву возможности воспламенения, который в первом предельном случае осуществлялся только за фронтом второй волны разрежения b (см. рис. 4).

Таким образом, с ростом параметров β и γ наступает момент, когда нестационарная детонационная волна не способна устойчиво распространяться по заряду, так как ее фронт не восстанавливается. С другой стороны, условие (13) и неравенство (14) во втором предельном случае допускают конечное значение для $d_{кр}$. Отсюда следует, что $d_{кр}$ совпадает с $d_{кр}$ (т. е. предположение (1) выполняется). При больших β и γ начальная и средняя скорости химической реакции по порядку

величины близки между собой, и это должно привести к сближению порядков величин $d_{кр}$ и a .

По характеру закона тепловыделения твердые негомогенные ВВ формально соответствуют большим значениям β и γ [20], т. е. они относятся ко второму предельному случаю.

На основании изложенного выше можно сделать следующие выводы:

1. Из [11, 12, 15—17] и настоящей работы следует, что для жидких ВВ (за исключением второго предельного случая) предположение (1) не справедливо, и теорию $d_{кр}$ для них надо строить исходя из механизма распространения нестационарной детонационной волны.

2. Возможны, по крайней мере, два подхода к вопросу о природе $d_{ст}$: один — принятый в современных теориях неидеальной детонации [2—10] и второй — сформулированный в настоящей работе.

3. Из неравенства (15) следует, что первый подход заведомо неприменим к случаю малых β и γ , так как в этом случае на оси заряда детонация распространяется в условиях, близких к идеальным (см. также [11, 12, 15]). Что касается больших β и γ , то строгого обоснования необходимости применения первого или второго подхода пока нет. Авторы отдают предпочтение второму подходу, в частности, в связи с тем, что он позволяет дать единую для всех ВВ трактовку $d_{ст}$.

В заключение авторы выражают благодарность С. Д. Саврову за ценные советы и плодотворную дискуссию при написании статьи.

Поступила в редакцию
18/X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Б. Харитон, В. О. Розинг. Докл. АН СССР, 1940, 26, 360.
2. Ю. Б. Харитон. Сб. «Вопросы теории взрывчатых веществ». М., Изд-во АН СССР, 1947.
3. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. Физматгиз, 1959.
4. М. А. Cook. The science of High Explosives. Reinhold publishing Corporation, 1958.
5. H. Jones. Proc. Roy. Soc., 1947, A 189, 415.
6. H. Eyring, R. F. Powell a. o. Chem. Revs., 1949, 45, 69.
7. W. W. Wood, J. G. Kirkwood. J. Chem. Phys., 1954, 22, 1920.
8. Л. В. Дубнов. ЖФХ, 1960, 34, 10, 2367.
9. M. V. Evans. J. Chem. Phys., 1962, 36, 1, 193.
10. Г. Г. Ремпель. Сб. «Взрывное дело», № 52/9, 1963.
11. А. Н. Дремин, О. К. Розанов, В. С. Трофимов. ПМТФ, 1963, 1, 130.
12. A. N. Dremín, O. K. Rozanov, V. S. Trofimov. Combustion and Flame, 1963, 7, 153.
13. А. Н. Дремин, О. К. Розанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2, 93.
14. А. Н. Дремин, С. Д. Савров. ФГВ, 1966, 2, 1.
15. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. ПМТФ, 1964, 1, 126.
16. A. N. Dremín, V. S. Trofimov. X-th International Symposium on Combustion, 1964.
17. А. Н. Дремин, С. Д. Савров. ФГВ, 1966, 2, 4.
18. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопроводность в химической кинетике. М., Изд-во АН СССР, 1947.
19. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1966, 2, 3, 19.
20. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов. Сб. «Взрывное дело», № 63/20, «Недра», 1967.
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1953.
22. К. К. Шведов, А. Н. Дремин. Сб. «Взрывное дело», № 60/17, «Недра», 1966.
23. Е. Н. Александров, В. А. Веретенников и др. ФГВ, 1967, 3, 4.