

УДК 621.43.019

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ СТРУИ ЖИДКОГО ТОПЛИВА ПРИ ВЫСОКОНАПОРНОМ ИМПУЛЬСНОМ ВПРЫСКЕ В ГАЗОВУЮ СРЕДУ. I. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

А. А. Бузуков

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Предлагается трехстадийная схема расчета основных параметров высокоскоростной импульсной струи топливовоздушной смеси в газовой среде. Сначала рассматривается развитие осевого относительно плотного потока смеси, образующегося при квазистационарном высоконапорном истечении жидкого топлива из сопла форсунки. Затем определяется характер продвижения головного участка этого потока с учетом кумулятивного механизма его взаимодействия со средой. В заключение приведены зависимости, характерные для автономного кольцевого вихря, позволяющие определить диаметр струи и корневой угол ее раскрытия.

Введение. Наиболее перспективным направлением работ по повышению экономичности и экологических показателей дизельных двигателей является совершенствование процесса сгорания топлива [1]. Его характер в значительной мере определяется качеством смесеобразования и предпламенной обработки топливовоздушной смеси. Неполноценность сгорания, выражающаяся в наличии в его продуктах сажевых частиц, кокса, недоокисленных углеводородов и пр., вызвана прежде всего образованием неоднородностей в струе смеси [2], содержащих разномасштабные временные и пространственные флуктуации плотности распределения топливного компонента, а также нарушением гомогенности смеси [3]. Поэтому изучению одного из ключевых процессов, протекающих в камере сгорания дизеля, — развитию импульсной высокоскоростной струи топливовоздушной смеси — посвящено много работ. Однако, несмотря на то что основные результаты были получены десятки лет назад [4–6], расчетно-теоретические и экспериментальные исследования в этом направлении продолжают до настоящего времени [3, 7–9], поскольку непрерывно ужесточаются требования к экономичности и экологическим характеристикам как существующих, так и вновь создаваемых двигателей, а решение этих проблем неразрывно связано с углублением представлений о механизмах тепломассопереноса в камере сгорания двигателя.

В настоящей работе на основании результатов комплексных экспериментальных исследований предлагается новая физическая модель процесса развития импульсной высокоскоростной струи топливовоздушной смеси в газовой среде. Взаимодействие головной части такой струи с газом рассматривается как кумулятивное [10]. При этом струя представляется как относительно плотный осевой высокоскоростной поток смеси, окруженный зависшей в пространстве газожидкостной массой с малым содержанием топливного компонента. Особенностью течения в головной части струи является его подобие течению, наблюдаемому в кольцевом вихре [11].

1. Состояние проблемы. Струя, образующаяся при импульсном высоконапорном впрыске топлива в газовую среду, обычно характеризуется зависимостью ее протяженности L и корневого угла раскрытия α от времени t (рис. 1,а). Третья важная величина —

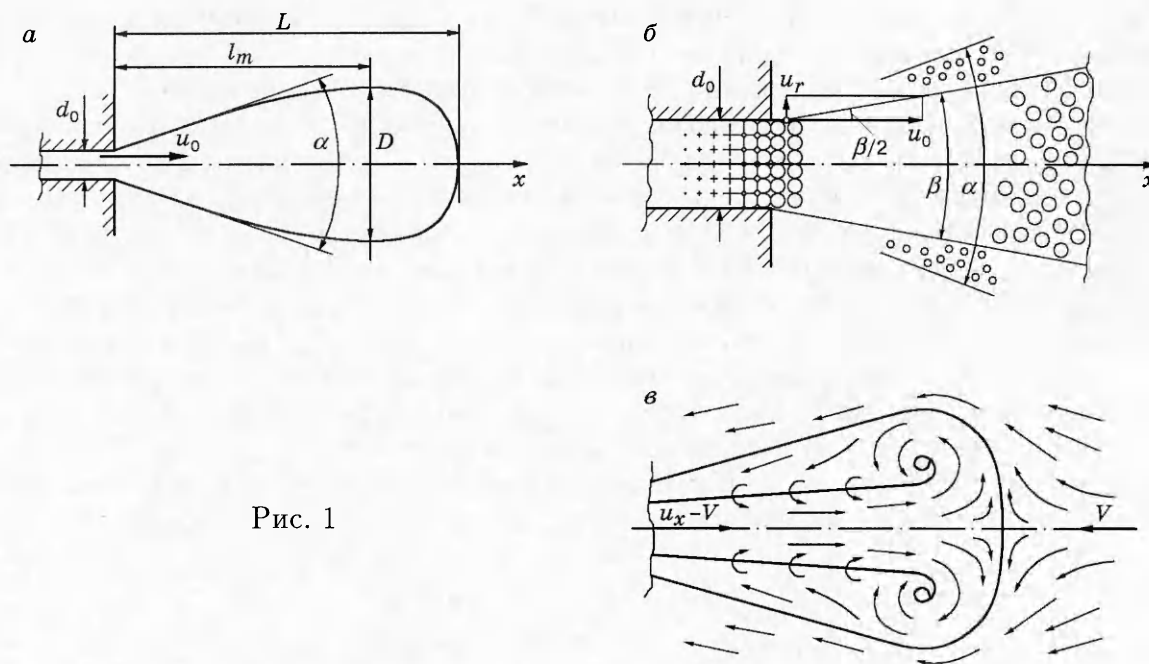


Рис. 1

диаметр струи D — в литературе упоминается значительно реже, так как считается возможным выразить этот параметр через L и α . Но если за эту величину принять диаметр струи в максимальном ее сечении, то оказывается, что положение сечения l_m относительно сопла распылителя иным образом зависит от времени и условий опыта, чем общая протяженность струи L . Поэтому формы струйных образований на различных этапах их развития не являются, строго говоря, геометрически подобными. Между тем только информация о зависимости D и l_m от характера впрыска и условий в среде позволяет определять наиболее важную характеристику струи — ее объем, а через него и плотность распределения топливного компонента в смеси [3]. Отсюда следует, что для адекватного прогнозирования особенностей процесса смесеобразования в дизеле необходимо знание однозначных функциональных и физически обоснованных зависимостей четырех указанных характеристик струи топливовоздушной смеси от определяющих параметров.

В результате экспериментальных исследований установлено, что L растет с увеличением диаметра сопла d_0 и интенсивности впрыска, которую характеризуют или давлением p_l в системе подачи топлива, или скоростью u_0 его выброса из сопла распылителя. Но с повышением давления p_g в газовой среде протяженность струи падает, а угол раствора α , наоборот, растет. Угол увеличивается также с возрастанием u_0 и d_0 . В более слабой степени эти два геометрических параметра зависят от таких свойств топлива, как его динамическая вязкость η и коэффициент поверхностного натяжения σ . Некоторые особенности зависимостей D и l_m от условий опытов установлены относительно недавно [3].

В разное время неоднократно предпринимались в той или иной степени успешные попытки расчетным путем установить вид зависимостей D и α от d_0 , p_l , p_g , u_0 , η , σ и др. [4–6, 12–19]. В большинстве из них рассматривается задача об инерционном пролете в газовой среде компактного или рассредоточенного (группа капелек) тела постоянной или переменной массы. Под действием лобового аэродинамического сопротивления и сил трения это тело тормозится, описывая в пространстве траекторию $x - t$, которая чаще всего качественно соответствует наблюдаемой в опыте. Однако для количественного совпадения обычно в формулы вводятся сильные эмпирические коэффициенты или используются

физически необоснованные допущения. Поэтому процесс развития импульсных высокоскоростных струй топливовоздушной смеси нельзя сводить к простейшему виду одномерного движения, а каких-либо предложений по расчету D в литературе не содержится.

Один из альтернативных подходов к решению задачи о продвижении головного участка газожидкостной струи в газовой среде намечен в [20], а законченное формирование он получил в [21]. В данном случае речь идет о кумулятивном механизме рассматриваемого течения [10], который позволяет кроме всего прочего оценивать диаметр струи D . Однако, несмотря на то что указанный механизм впоследствии нашел свое экспериментальное подтверждение [22, 23], соответствующей расчетной модели разработано не было.

К настоящему времени описано несколько подходов к расчету L и α , а также предложены чисто эмпирические формулы, связывающие условия опыта с этими параметрами, но их применение затруднено из-за того, что численные коэффициенты в них получены для частных случаев и в узком диапазоне значений определяющих параметров. Поэтому для практических расчетов часто используют известные формулы А. С. Лышевского [24], полученные в результате обобщения большого объема накопленных экспериментальных данных:

$$L = \sqrt{\frac{d_0 u_0 t}{\sqrt{2a}}}, \quad \alpha = 1,26 \frac{We^{0,32} \rho^{0,5}}{M^{0,07}}, \quad (1)$$

где $a = 2,72\rho/(We^{0,21}M^{0,16})$, $\rho = \rho_g/\rho_l$ (ρ_g и ρ_l — плотности газа и жидкости), $We = (u_0^2 d_0 \rho_l)/\sigma$, $M = \eta^2/(\rho_l d_0 \sigma)$.

2. Обоснование физической модели. Физическая модель разрабатывалась на основе результатов комплексного экспериментального исследования развития импульсных струй жидкого топлива, впрыскиваемого под высоким давлением в газовую среду [25]. Методами скоростной киносъемки [3, 8, 22], микросъемки с импульсной лазерной подсветкой [26], импульсного рентгенографирования [23, 27] установлены некоторые важные особенности рассматриваемого явления.

Прежде всего, подтверждено предположение [28, 29] о том, что в импульсных высоконапорных струях ($p_l = 20 \div 100$ МПа, $d_0 = 0,15 \div 0,75$ мм) не образуется так называемый «начальный участок» [24], где сохранялась бы целостность истекающего из сопла потока жидкости. За счет кавитационного разрушения от разгрузки в конечном участке соплового канала [8, 26, 28, 29] жидкость поступает в газовую среду уже раздробленной до мелкодисперсного состояния, но вблизи распылителя она упакована почти до плотности «монокристаллической» (см. кадр микросъемки начальной стадии развития струи на рис. 2, а [26]). Существенно, что при таком режиме истечения частицы жидкости наряду с начальной продольной скоростью u_0 приобретают и радиальную u_r (см. рис. 1, б). При этом интенсивность радиального разлета материала струи определяется не только давлением впрыска, но и заметным сопротивлением жидкости на разрыв при внезапном снятии нагрузки [8, 29, 30]. В интересных с практической точки зрения случаях скорость разлета наружных слоев струи u_r относительно невелика и составляет $10 \div 30$ м/с [24] (продольная скорость потока $u_0 = 150 \div 350$ м/с). Рассматривая эту составляющую течения как движение цилиндрического поршня, нетрудно показать, что за счет тормозящего действия среды в течение характерного времени впрыска ($2 \div 10$ мс) скорость u_r успевает снизиться всего на $5 \div 10$ %. Это позволяет представить разрежение струи за счет радиального разлета слоев капелек жидкости как квазистационарный процесс.

Особенность продольного движения газожидкостной смеси — малые потери на трение в образовавшемся спутном потоке газа. При этом часть газа не только вовлекается струей в движение, но и активно проникает в нее [31]. Именно благодаря этому процессу эжекции происходит постепенное подтормаживание потока смеси, что в общем мало влияет на

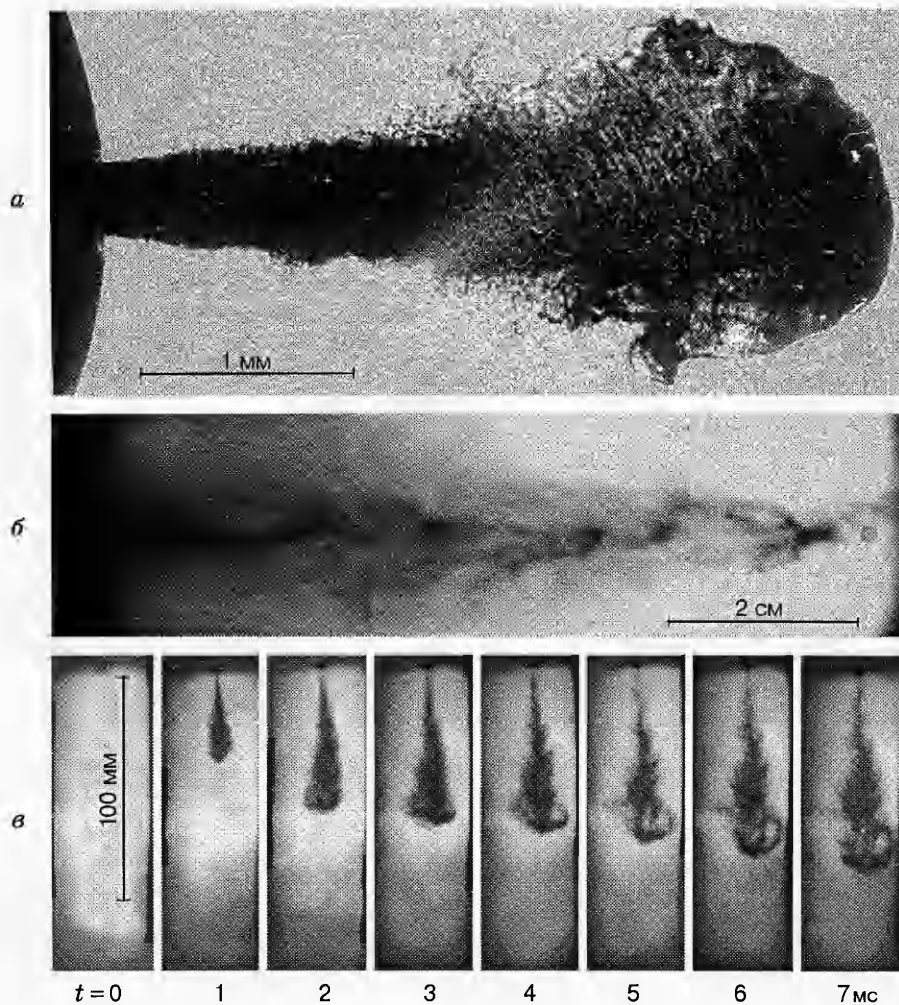


Рис. 2

радиальное течение. Поэтому часть струи от среза сопла распылителя и до ее головного образования при условии постоянства режима истечения топлива можно охарактеризовать маломеняющимся во времени и по длине струи углом расходимости β (см. рис. 1, б). Таким образом, введение параметра β означает подход к процессу развития струи топливовоздушной смеси, истекающей из сопла распылителя, как к стационарному, на который явления в головной части струи, связанные с ее активным взаимодействием со средой, влияния не оказывают.

Отметим, что параметр β нельзя отождествлять с корневым углом раскрытия α , описываемым формулой (1). Принципиальное отличие этих понятий заключается в том, что они характеризуют явления различной гидродинамической природы. Угол β непосредственно зависит от условий впрыска и свойств жидкости как физико-химического тела, а угол α , определяемый, как правило, по результатам скоростных киносъемок [4–6, 24], описывает форму окружающего осевой поток оптически непрозрачного слоя газожидкостной смеси, зависающей в среде после распыления в ней головного участка струи. На рис. 2, б [23] представлена рентгенограмма струи смеси, иллюстрирующая такую ее структуру. В данном случае осевой поток распался на несколько участков, каждый из которых продвигается в следе предыдущего [23]. Такой режим развития струи характерен для впрыска

топлива в газ с давлением до 1 МПа и отличается своеобразием зависимости $L(t)$ [22].

Рассмотрим характер течения, развивающегося в окрестности зоны контакта материалов струи и среды. На начальной стадии впрыска, когда общая протяженность струи еще не превышает $(30 \div 50)d_0$ и плотность ее материала близка к плотности недиспергированной жидкости, продвижение головного участка осуществляется по классическому кумулятивному механизму с образованием характерного для него эффекта «вывернутого чулка» (рис. 2,а [26]). В дальнейшем по мере разрежения осевого потока смеси фронтальная поверхность струи перфорируется, становится рыхлой и, начиная с расстояния $(70 \div 100)d_0$, устанавливается квазикумулятивный [22] режим ее взаимодействия со средой. Это означает, что высокоскоростной поток газожидкостной смеси, попадая в зону взаимодействия со скоростью u_0 , тормозится под действием аэродинамического сопротивления среды, растекается в стороны, а освобождающееся место замещается следующей порцией смеси. Часть выброшенного на периферию материала струи, обогащенного за счет турбулентной диффузии находящимся в контакте с ним газом, теряет скорость и зависает по сторонам осевого потока, образуя внешнюю оболочку струи с меньшим по сравнению с ее сердцевинной содержанием топливного компонента. Именно эта оболочечная часть струи определяет корневой угол ее раскрытия α (см. рис. 1,б). Такая структура течения подтверждается результатами его диагностирования методами импульсного рентгенографирования [23, 27] и лазерной голографии [32, 33]. В отличие от классической кумулятивной схемы, описывающей лишь раздвижение материала струи, здесь часть выброшенной на периферию смеси совершает круговое движение и снова вливается во входящий в зону взаимодействия осевой поток. Таким образом, течение в головной части струи оказывается в определенной степени подобным тому, которое наблюдается в турбулентном кольцевом вихре на стадии его формирования [34, 35]. Однако между автономным кольцевым вихрем и рассматриваемой гидродинамической структурой имеется существенное различие: в последнем случае квазивихрь непрерывно подпитывается импульсом от втекающей в него топливовоздушной струи. Как показало исследование [3], такое представление позволяет расчетным путем получить результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными. На рис. 1,в схематически показана картина течения в головной части струи при наблюдении его из системы координат, перемещающихся со скоростью V продвижения точки контакта материалов струи и среды. В некоторых случаях такое течение хорошо просматривается на кадрах скоростной киносъемки (рис. 2,в [22], цифры на выборочных кадрах указывают время в миллисекундах от начала впрыска).

3. Принципы построения расчетной схемы. В результате экспериментальных исследований предложена гидродинамическая модель развития импульсной высокоскоростной струи топливовоздушной смеси, которую можно рассматривать как постановочную для разработки соответствующей расчетной схемы (см. с. 166–173). В этой модели предусмотрено условное разделение процесса развития струи на три этапа. Сначала описывается независимый от явлений в головной части квазистационарный осевой поток смеси, образующийся при высоконапорном впрыске жидкого топлива в газовую среду. При этом учитывается насыщение потока газом и вызванное этим постепенное снижение его скорости. Ключевой момент при таком рассмотрении — постоянство угла β раствора осевой струи во времени и по ее длине. Сам параметр β может быть определен в соответствии с результатами какого-либо независимого от проблем дизелестроения исследования, так как в рассматриваемых условиях процесс диспергирования жидкости и формообразование струи определяются характером впрыска и свойствами жидкости как физико-химического тела, что лишь косвенно влияет на ход смесеобразования.

Второй этап решения задачи — определение траектории движения головного участка струи $L(t)$. Для этого, зная основные характеристики осевой струи (местные плотность,

скорость и др.), можно воспользоваться известной зависимостью, описывающей процесс кумулятивного взаимодействия струи со средой [10]: протяженность участка струи Δl_s , «израсходованного на пробивание отверстия в преграде» глубиной Δl_t , определяется из соотношения $\Delta l_s = \Delta l_t \sqrt{\rho_g / \rho_x}$, где ρ_x — местная плотность материала струи в зоне взаимодействия.

На обоих этапах рассматривается процесс развития осевой струи в одномерном приближении. Введение угла β лишь косвенным образом влияет на текущую плотность и скорость потока смеси, но это никак не связано с определением диаметра струи D и положением ее максимального сечения l_m . Поэтому, отождествляя течение в головном участке струи с наблюдающимся в кольцевом вихре, можно воспользоваться известными зависимостями [34, 35], однозначно связывающими продольный и поперечный его диаметры с диаметром ядра (развитие классического автономного кольцевого вихря подчиняется принципу автомодельности [36]). В этом случае поперечный диаметр вихря следует принять за максимальный диаметр струи D , а положение его максимального сечения (геометрический центр) — за параметр l_m . Связь между геометрическими характеристиками вихря и условиями его образования установлена в [34, 35]: диаметр ядра на 10 ÷ 12 % превышает размер отверстия, из которого производится выброс вихреобразующей жидкости (в рассматриваемом случае в качестве нее выступает осевая струя в том или ином сечении).

В заключение отметим, что противоречия в представлении головного участка струи как взаимодействующего со средой по кумулятивному механизму, с одной стороны, и как кольцевого вихря — с другой, нет. В обоих случаях структура течения в зоне взаимодействия одинакова, только в первом случае раздвинутый материал среды остается в таком состоянии на протяжении всего процесса, а во втором он возвращается и течение замыкается с тыловой стороны вихря. 23

ЛИТЕРАТУРА

1. Семенов Б. Н., Иванченко Н. Н. Задачи повышения топливной экономичности дизелей и пути их решения // Двигателестроение. 1990. № 11. С. 3–7.
2. Свиридов Ю. Б. Смесеобразование и сгорание в дизелях. Л.: Машиностроение, 1972.
3. Бузуков А. А. Особенности развития импульсной высокоскоростной топливоздушнoй струи в условиях камеры сгорания дизеля // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т. 3, № 4. С. 389–397.
4. Засс Ф. Бескомпрессорные двигатели дизеля со струйным смесеобразованием. М.; Л.: ОНТИ, 1935. С. 50–120.
5. Рахманович А. Н., Ивайкин А. М., Жданов А. И. Исследование развития струи топлива методом высокочастотной кинематографии // Дизелестроение. 1937. № 11. С. 29–34.
6. Ли В. Исследование распределения топлива в струе // Двигатели внутреннего сгорания: Науч.-техн. сб. М.; Л.: Машгиз, 1939. Т. 5. С. 187–214.
7. Свиридов Ю. Б., Кобзев А. И., Кукушкин В. Л., Романов С. А. Базовый эксперимент по природе дизельной струи // Двигателестроение. 1992. № 1–3. С. 3–7.
8. Бузуков А. А., Тимошенко Б. П. Диспергирование высоконапорной струи водотопливной эмульсии // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 1. С. 106–111.
9. Баев В. К., Бузуков А. А., Тимошенко Б. П. Воспламенение в условиях взаимодействия струи топливоздушнoй смеси со стенкой камеры сгорания дизеля // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 1. С. 7–17.
10. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принцип его работы // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12, вып. 4. С. 41–56.

11. Ламб Г. Гидродинамика. М.; Л.: Гостехиздат, 1947.
12. Астахов И. В. Приближенный метод оценки конуса распыла, дальности и мелкости распыла струи топлива бескомпрессорного дизеля // Дизелестроение. 1939. № 10/11. С. 23–29.
13. Рассолько Г. А. Движение факела топлива в неподвижной среде // Изв. вузов. Машиностроение. 1967. № 3. С. 50–55.
14. Свиридов Ю. Б., Малявинский Л. В., Вихерт М. И. Топливо и топливоподача автотранспортных дизелей. Л.: Машиностроение, 1979.
15. Лебедев О. Н., Солоненко О. П. Численное исследование объемного смесеобразования в дизеле // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1980. № 13, вып. 3. С. 117–125.
16. Русинов Р. В. Согласование давления впрыска с диаметром сопловых отверстий распылителей форсунок с учетом требований к организации процесса смесеобразования в дизелях // Двигателестроение. 1981. № 8. С. 22–24.
17. Куо Т. W., Врассо F. V. On the scaling of transient laminar, turbulent and spray jet // SAE Techn. Pap. Ser. 1982. N 820038. P. 1–16.
18. Watkins A. P., Gözman A. D., Tabrisi B. S. Calculation of three dimensional spray motion in engines // SAE Techn. Pap. Ser. 1986. N 860468. P. 1–22.
19. Golombok M., Pye D. B. Droplet dynamics in a diesel injection spray // Fuel. 1990. V. 69. P. 1200–1202.
20. Трусов В. И., Иванов Л. Л. Некоторые предпосылки к формированию физической модели распыленной струи при впрыске топлива в дизеле // Двигателестроение: Тр. Ярослав. политехн. ин-та. 1974. Вып. 3. С. 31–39.
21. Бузуков А. А. Кумулятивная модель развития топливного факела // Перспективы развития комбинированных двигателей внутреннего сгорания и двигателей новых схем и на новых топливах: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф., Москва, 23–25 сент. 1987 г. М.: МВТУ, 1987. С. 77.
22. Баев В. К., Бажайкин А. Н., Бузуков А. А., Тимошенко Б. П. О кумулятивном механизме развития высоконапорной топливной струи // Двигателестроение. 1981. № 2. С. 5–8.
23. Баев В. К., Бажайкин А. Н., Бузуков А. А., Тимошенко Б. П. Качественные особенности развития факела при впрыске топлива в среду с противодавлением до 10 атм // ПМТФ. 1981. № 2. С. 66–70.
24. Лышевский А. С. Процессы распыливания топлива дизельными форсунками. М.: Машгиз, 1963.
25. Baev V. K., Bazhaikin A. N., Buzukov A. A., et al. Experimental study of the development and structure of high velocity liqued jets in air // Dynamics of Reactive Systems. Pt 1: Flame and Configurations / Progress in Astronautics and Aeronautics. V. 105. N. Y.: Amer. Institute of Aeron. and Astron., 1985. P. 104–111.
26. Баев В. К., Бажайкин А. Н., Болдырев И. В., Бузуков А. А. и др. Начальная стадия развития топливного факела, выброшенного из форсунки под большим давлением // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 1. С. 26–32.
27. Баев В. К., Бажайкин А. Н., Биченков Е. И., Бузуков А. А. и др. Рентгеноимпульсный метод изучения внутренней структуры топливного факела // ПМТФ. 1980. № 1. С. 105–111.
28. Ульянов И. Е. О внутриканальном распаде при распыливании топлива // Изв. АН СССР. Отд-ние техн. наук. 1954. № 8. С. 23–28.
29. Кутовой В. А. Впрыск топлива в дизелях. М.: Машиностроение, 1981.

30. **Briggs L. J.** Limiting negative pressure of water // J. Appl. Phys. 1950. V. 21, N 7. P. 721, 722.
31. **Петриченко Р. М., Русинов Р. В.** Теоретический анализ структуры и эжекционной способности распыленной струи топлива // Двигателестроение. 1982. № 11. С. 15–18.
32. **Кукушкин В. Л., Романов С. А., Свиридов Ю. Б.** Измерительный голографический комплекс и методика исследования дизельного факела // Двигателестроение. 1983. № 9. С. 24–26.
33. **Skawinski S., Wyczolkowski J., Wojand J.** Application de l'holographie pour l'étude de la structure d'un jet de combustible dans une chambre experimentable // Entropie. 1995. V. 31, N 190. P. 27–34.
34. **Бузуков А. А.** Особенности образования и движения кольцевых вихрей в воде // ПМТФ. 1971. № 2. С. 153–160.
35. **Pullin D. I.** Vortex ring formation at tube and orifice opening // Phys. Fluids. 1979. V. 22, N 3. P. 401–403.
36. **Луговцов А. А., Луговцов Б. А., Тарасов В. Ф.** О движении турбулентного вихревого кольца // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1969. Вып. 3. С. 50–59.

Поступила в редакцию 17/VI 1997 г.
