

О МЕТОДАХ ИЗМЕРЕНИЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Л. С. Козаченко

(Новосибирск)

В основе теорий [1, 2] распространения пламени в турбулентном потоке положен механизм переноса пламени пульсациями u' и нормальной скоростью пламени u_n .

Согласно теории Дамкеллера [1] турбулентная скорость распространения пламени U пропорциональна пульсациям потока u' или пропорциональна числу Рейнольдса R . Результаты экспериментов Дамкеллер [1] приводит в виде функции от числа Рейнольдса

$$u_t = f(R_e) \quad (1)$$

Оценка u_t производилась как расход горючей смеси через внутреннюю поверхность конуса пламени.

К. И. Щелкин [2], как и Дамкеллер [1], предполагая, что под действием пульсирующих объемов размером l на поверхности пламени образуются правильные конусы, получил зависимость увеличения поверхности пламени следующего вида:

$$u_t = u_n \frac{S}{S^0} = u_n \sqrt{1 + \left(\frac{u'}{u_n}\right)^2} \quad (2)$$

Согласно зависимости [2] u_t прямо пропорциональна нормальной скорости u_n и относительному увеличению боковой поверхности конуса к его основанию S/S^0 .

А. В. Талантов [3], рассматривая увеличение поверхности пламени S/S^0 , внес поправку в зависимость [2] Щелкина

$$u_t = u_n \frac{S}{S^0} = u_n + u' \quad (3)$$

Действительно, скорость сгорания смеси u_t равна скорости втекания смеси в основание конуса $u_n + u'$, а поверхность конуса пламени увеличивается по закону косинуса Михельсона

$$\frac{S}{S^0} = \frac{1}{\cos \alpha} = \frac{u_n + u'}{u_n} \quad (4)$$

Здесь α — угол, составленный из нормалей к поверхности основания и к боковой поверхности конуса.

В теории Я. Б. Зельдовича [4] u_t определяется наличием в потоке струй газа, скорость которых u_{\max} больше средней скорости газа U . Движение пламени относительно среднего движения газа U определяется максимальной скоростью газовой струи

$$u_t = u_n + u_{\max} - U \quad (5)$$

Зависимость (5) имеет место в случае распространения пламени в трубах, где скорость потока направлена в сторону движения пламени.

Основываясь на зависимости (5), можно сделать вывод, что определяющими пульсациями в переносе пламени будут пульсации (или струи газа), направленные в сторону распространения пламени.

Теория Карловица [5] вносит существенную поправку к теории поверхностного горения, дополняя физическую картину увеличения поверхности пламени в турбулентном потоке введением пульсации u'' , генерированной пламенем

$$u'' = \frac{v_2 - v_1}{v_1} \frac{u_n}{\sqrt{3}} (1 - \cos^2 \alpha)^{0.5} \quad (6)$$

Принимая схему искривления пламени по Дамкеллеру — Щелкину, косинус α можно считать равным

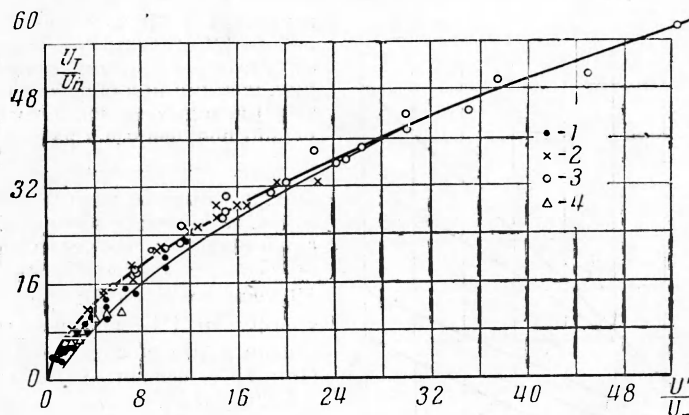
$$\cos \alpha = \frac{u_n}{u_n + u'}$$

В этом случае исследования показали, что с учетом турбулентности, генерированной пламенем u'' , турбулентная скорость пламени u_t , подсчитанная по внутренней образующей конуса пламени, имеет хорошее согласие с зависимостью

$$u_t = u_n + u' + u'' \quad (7)$$

Ниже приводятся результаты исследований u_t различных авторов, полученные в условиях применения метода прямого и обратного конусов пламени и разбор этих исследований.

Результаты исследований u_t , проведенные различными авторами. 1. *Опыты с периферийным воспламенением смеси.* В работе [6] проводились опыты с бензино-воздушными смесями и бензином Б-70 в условиях степени турбулентности потока $\varepsilon = 1.7 \div 15\%$, избытка воздуха $\alpha = 0.8$, температуры бензино-воздушной смеси 170°C и скорости потока $22 \div 76$ м/сек. Метод разреза пламени — открытая горелка размером 40×40 мм с шагривым пламенем, снабженная боковыми кварцевыми стенками, — позволил оценить внутреннюю и внешнюю образующие поверхности пламени. Фотографирование пламени производилось шпиренкинорегистрацией методом серийного искрового разряда. Определение u_t производилось по внутренней поверхности образующегося пламени.



Фиг. 1. Серия опытных данных А. В. Талантова по горению смесей городского газа с воздухом: 1 — гладкая (степень турбулентности) $\varepsilon = 5\%$, 2 — $\varepsilon = 9.4\%$, турбулизатор № 2, 3 — $\varepsilon = 15\%$, турбулизатор № 1, 4 — $\varepsilon = 5\%$, трубка 25×25

Результаты этих измерений u_t , без учета турбулентности, генерированной пламенем, описываются следующими зависимостями:

$$\frac{u_t}{u_n} = 4.5 \left(\frac{u'}{u_n} \right)^{0.6} \quad (8)$$

и с учетом турбулентности, генерированной пламенем u''

$$\frac{u_t}{u_n} = 1 + k \left(\frac{u' + u''}{u_n} \right) \quad (9)$$

Здесь зависимость (9) имеет согласие с кривой 1 (фиг. 2) с точностью коэффициента $k = 0.8 \div 1.28 \div 1.02$ при $u'/u_n = 1 \div 5 \div 30$ соответственно.

В работе [7] на описанной [6] установке проводились опыты с бензино-воздушными смесями в условиях $\varepsilon = 5\%$ const, $\alpha = 0.6 \div 1.2$ методом прямого фотографирования пламени с выдержкой в $1/200$ сек. С учетом турбулентности, генерированной пламенем, получена следующая зависимость:

$$\frac{u_t}{u_n} = 1 + k \left[\frac{u' + u''}{u_n} \right] \quad (k = 1 \pm 0.12) \quad (10)$$

А. В. Талантовым [3] были проведены исследования распространения пламени метано-воздушных смесей в турбулентном потоке. Применяя метод разреза пламени, разработанный ранее в лаборатории, исследования u_t проводились при следующих условиях: $u_n = 20, 30$ и 40 см/сек; степени турбулентности $\varepsilon = 5, 9.6$ и 15% , причем оценка ε производилась путем сравнения пульсационных спектров тлеющего разряда на срезе гладкой трубы $\varepsilon = 5\%$ и за турбулизаторами № 1 и 2, скорость потока применялась в пределах $3 \div 70$ м/сек; температура смеси $t \approx 20^\circ\text{C}$.

Результаты этих измерений, приведенные на фиг. 1 и на фиг. 2 (кривая 2_n), описываются следующей зависимостью:

$$\frac{u_t}{u_n} = 5.4 \left(\frac{u'}{u_n} \right)^{0.6} \quad (11)$$

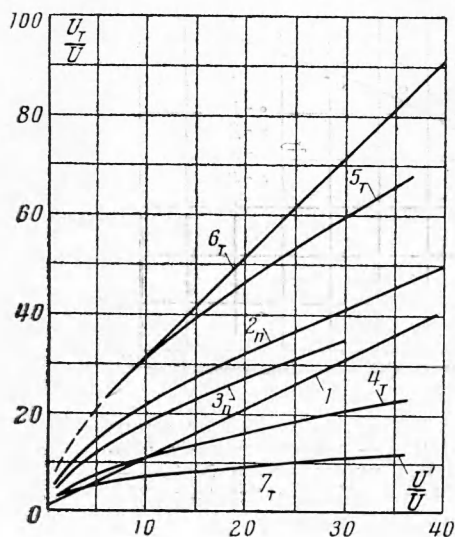
Проведя контрольные опыты в условиях более усовершенствованной горелки и применяя прямое измерение степени турбулентности ε , мы для метано-воздушных смесей получили данные, хорошо согласующиеся с результатами измерений u_t , проведенных

с бензино-воздушными смесями [6,7], т. е. и для метано-воздушных смесей значение коэффициента в зависимости (11) равно 4,6, а не 5,4.

В работе [8] на горелке диаметром 16 мм были проведены измерения u_t при периферийном воспламенении бензино-воздушной смеси. Исследования проводились при температурах $t = 17 \div 227^\circ \text{C}$ и скорости потока 4,7 и 8,5 м/сек, что соответствовало условиям турбулентности, близким к критическому числу R , т. е. $u'/u_n = 0,37 \div 1,35$.

Согласно опытам [6] максимум u_t соответствует максимуму u_n , поэтому расхождение этих максимумов в работе [8] нельзя считать доказанным. Можно показать, что в ряде исследований максимальное значение u_n лежит в области богатых смесей, т. е. в области $\alpha < 1$. По абсолютным значениям максимумов u_n результаты измерений

в работах [6,8] довольно близки, но в работе [8] отсутствуют значения коэффициента расширения продуктов сгорания, поэтому при обработке эксперимента [8] использовались результаты измерений, полученные в работе [6].



Фиг. 2. Опытные данные различных авторов, построенные в безразмерных зависимостях: 1 — теоретическая зависимость (7); 2_n — городской газ с воздухом [3], зависимость (11); 3_n — бензин Б-70 с воздухом [6], зависимость (8); 4_T — бензин Б-70 с воздухом [11], зависимость (15); 5_T — бензин Б-70 с воздухом; $d = 40$ мм [10]; 6_T — бензин Б-70 с воздухом, $d = 16 \div 98$ мм [10], зависимость (13); 7_T — бензин Б-70 с воздухом [9], зависимость (12). Индексы n и T — соответственно периферийное и точечное воспламенения смеси

В табл. 1 приведена обработка экспериментальных значений u_t при $\alpha = 0,8$ опытов [8] с учетом турбулентности, генерированной пламенем u'' , где степень турбулентности $\varepsilon = u'/w$ принята равной 0,05; в таблице введено обозначение $(u' + u'')/u_n = U^\circ$, а величина Δ представляет собой отношение значения u_t из опытов значению u_t , полученному из формул.

Полученные средние отклонения результата опытов $\pm 10\%$ можно также считать достаточно хорошим подтверждением теории, если принять во внимание оговорку авторов [8], что при фотографировании прямого конуса пламени в турбулентном потоке трудно оценить его внутреннюю образующую.

Таблица 1

$v, \frac{м}{сек}$	$t^\circ \text{C}$	$\frac{u_t}{сек}$	$\frac{u_n}{сек}$	$\frac{u'}{сек}$	$\frac{\pi, \rho}{\rho}$	$\frac{u''}{сек}$	$\frac{u_t}{u_n} - 1$	U°	Δ	%
4.7	17	1.8	0.32	0.24	9.3	1.23	4.6	4.6	1	± 0
4.7	50	1.9	0.36	0.24	8.6	1.3	4.3	4.3	1	0
4.7	127	2.08	0.49	0.24	6.9	1.24	3.2	2.95	1.09	+9
4.7	182	2.23	0.58	0.24	5.8	1.16	2.8	2.3	1.23	+23
4.7	217	2.4	0.65	0.24	5.3	1.17	2.7	2.2	1.22	+22
8.5	17	2.1	0.32	0.43	9.3	1.35	5.6	5.4	1.04	+4
8.5	75	2.28	0.40	0.43	8.0	1.24	4.7	4.6	1.02	+2
8.5	125	2.40	0.49	0.43	6.9	1.44	3.9	3.8	1.02	+2
8.5	180	2.61	0.58	0.43	5.9	1.37	3.5	3.1	1.13	+13
8.5	227	2.95	0.67	0.43	5.2	1.30	3.4	2.6	1.31	+31

Результаты исследований [3,6,7,8], проведенные в условиях периферийного воспламенения горючей смеси, хорошо согласуются между собой, а с учетом турбулентности генерированием пламени хорошо согласуются и с теорией.

2. *Опыты, проведенные в условиях точечного воспламенения смеси.* В большой работе [9], проведенной методом точечного воспламенения бензино-воздушной смеси

на срезе горелок различного диаметра $d = 16, 40, 68$ и 98 мм, скорости потока до 300 м/сек, получены следующие зависимости турбулентной скорости распространения пламени.

В области малых значений числа Рейнольдса R

$$u_t = u_n + 0.25 \left[\frac{v}{d} (\bar{R} - \bar{R}_*) \right]^{0.5} \quad (12)$$

В области больших значений R для максимальной скорости пламени u_t (максимальной по избытку воздуха, $\alpha = 85$)

$$u_t = 4 + 0.1W \quad (13)$$

Здесь W — средняя скорость набегающего потока, d в пределах $16 \div 98$ мм. Необходимо сделать следующие замечания по зависимостям (12) и (13).

1) Авторы указывают, что зависимость (12) получена с учетом расширения продуктов горения. Задаваясь трубной турбулентностью на срезе технически шероховатой трубы $\varepsilon = 5\%$, зависимость (12) после преобразования можно написать в следующем виде:

$$u_t = u_n + 1.1 \sqrt{u'} \quad (14)$$

Нетрудно видеть, что подсчеты по зависимостям (12)(14) (кривая 7_T , фиг. 2) будут занижены по сравнению с подсчетами по зависимости (7) (кривая I , фиг. 2), полученной в условиях периферийного воспламенения смеси.

Заметим, что конус пламени при точечном воспламенении смеси в турбулентном потоке ограничивает и зону горения, в которой не вся исходная смесь сгорела. Следовательно, полного расширения продуктов сгорания в этом конусе не произошло, поэтому значение коэффициента расширения будет меньше, чем это имело бы место при сгорании всей смеси. Кроме того, как было показано [10], скорость продуктов сгорания больше скорости набегающего потока, что также снижает значение поправки на коэффициент расширения продуктов горения.

2) Зависимость (13) будет видимой скоростью распространения пламени, не учитывающей отклонения струи, т. е. не учитывающей расширения газа, что приводит к другой крайности, т. е. к сильно завышенным значениям u_t .

В работе [10] доказывается, что видимая скорость пламени в условиях точечного воспламенения смеси должна быть уменьшена на коэффициент расширения продуктов сгорания, а в работе [9] доказывается, что $u_t = w \sin \theta$, где θ — угол между направлением потока и фронтом пламени. Определяя θ по вершине угла конуса, авторы определяли видимую скорость распространения пламени, т. е. без учета отклонения струи.

Можно сделать вывод, что авторы большой работы получили крайние значения u_t , истинное же значение лежит в пределах зависимостей (12) и (13).

В работе [11] методом точечного воспламенения бензино-воздушных смесей проведены исследования распространения пламени в турбулентном потоке. Результаты этих исследований (кривая 4_T , фиг. 2) приведены в виде зависимости

$$\frac{u_t}{u_n} = 2.7 \left(\frac{u'}{u_n} \right)^{0.6} \quad (15)$$

Значение коэффициента $k = 2.7$ вдвое меньше [11] полученного в условиях периферийного воспламенения при горении метано-воздушных смесей $k = 5.4$.

Для сравнения полученных результатов измерения u_t , проведенных различными авторами в условиях периферийного и точечного воспламенения смеси, на фиг. 2 приведены результаты этих измерений в виде безразмерных зависимостей $u_t/u_n = f(u'/u_n)$, где u' пульсационная скорость — без учета турбулентности, генерированной пламенем. Ниже приводится разбор этих исследований.

Обсуждение результатов исследований. Баланс расхода газа через осредненную поверхность раздела между исходной смесью и смесью, в которой имеются выступающие очаги пламени, полностью осуществляется при периферийном воспламенении смеси. Результаты измерений u_t в этом случае проведены различными авторами и имеют хорошее согласие, что дает основание принять за основу турбулентной скорости распространения пламени зависимость [7] и провести сравнительную оценку u_t , полученную методом обратного конуса. В табл. 2 приведены экспериментальные данные [9], максимальные значения u_t которых получены на срезе горелки диаметром 40 мм в условиях $\alpha = 0.8$, $u_n = 0.35$ м/сек, температуре бензино-воздушной смеси 40° С и скорости горючей смеси в пределах $51 \div 300$ м/сек. Оценивая степень турбулентности на срезе горелки, равной $\varepsilon = 5\%$, в табл. 2 приведено сравнение опытных данных [9] с теоретической зависимостью (7).

Согласно табл. 2 поправочный коэффициент, учитывающий расширение и скорость истечения продуктов сгорания, для получения согласия с теоретической зависимостью (7) лежит в пределах 1.92—1.52. С этой поправкой и учетом турбулентности, генерированной пламенем, кривая 5 фиг. 2 совместится с кривой 1 и только в этом случае опытные данные [9] с точечным воспламенением смеси будут иметь хорошее согласие с опытными данными при периферийном воспламенении.

В работе Э. А. Петрова и А. В. Талантова [11] предложен метод оценки u_t , используя линии тока зоны горения. Этот метод, на наш взгляд, может дать возможность количественной оценки u_t в условиях исследования методом обратного конуса пламени.

Таблица 2

W , м/сек	u' , м/сек	u'' , м/сек	u_n , м/сек	u_t , м/сек	$u_n + u' + u''$	$\frac{u_t}{u_n + u' + u''}$
51	2.55	1.78	0.35	9	4.68	1.92
90	4.50	1.78	0.35	12.2	6.63	1.82
170	8.50	1.78	0.35	17.5	10.63	1.65
200	10.0	1.78	0.35	20.0	12.13	1.63
254	12.7	1.78	0.35	23.5	14.83	1.59
300	15	1.78	0.35	26.0	17.13	1.52

Представляется, что расхождение (вдвое) результатов измерений u_t , указанных в работах [8,11], можно отнести к следующим допущениям и погрешностям измерений.

1°. Допущение постоянства скоростей набегающего потока в работе [11] и скорости продуктов сгорания в зоне горения опровергается опытами [10]. Этими опытами показано, что при скорости набегающего потока $w = 20$ м/сек скорость продуктов сгорания на 30% выше, а в зоне горения на 50% выше скорости набегающего потока. Следовательно, эту погрешность надо отнести к коэффициенту $k = 2.7$, полученному в зависимости (15). Учитывая эту поправку, можно было бы получить $k = 2.7 \cdot 1.3 = 3.5$.

2°. К возможным погрешностям измерений надо отнести также измерения нормальной скорости бензино-воздушной смеси, полученные в работе [11]. В табл. 3 приведены значения $u_n = u_{n[11]}$, полученные в работе [11] при $t = 100^\circ \text{C}$, и значения $u_n = u_{n[8]}$ в работе [8] при $t = 115^\circ \text{C}$.

Принимая u_n по данным [8] и учитывая поправку увеличения на 30% скорости продуктов сгорания, получим значение коэффициента k в зависимости (15), равное 4.4 вместо 2.7, полученного авторами [11] этой работы. С учетом этих поправок и контрольных опытов, описанных ранее, эксперименты, проведенные методами прямого [8] и обратного [11] конусов пламени, приводят к однозначным зависимостям u_t .

Для наглядности экспериментальных данных, полученных методом прямого и обратного конусов пламени, на фиг. 2 приведены вышеописанные измерения u_t без учета турбулентности, генерированной пламенем. С учетом u'' и введением описанных поправок все кривые фиг. 2 сопрягаются с кривой 1.

В результате рассмотрения исследований u_t , проведенных в условиях организации горения на срезе горелок, применяя периферийное и точечное воспламенение смеси, можно сделать следующие выводы.

- Методика исследования u_t в условиях точечного воспламенения смеси, приведенная в работах [9-11], недоработана.
- Результаты этих исследований не дают количественных зависимостей u_t .
- В исследованиях [9,10] зависимости (12) и (13) описывают крайние пределы u_t , соответствующие видимой скорости распространения пламени: уравнение (13) дает завышенные значения u_t , а уравнение (12) с учетом полного расширения продуктов сгорания дает сильное занижение значения u_t ; истинное значение u_t в работах [9,10] неопределенно.
- Метод линий тока [11] не приводит к хорошо согласующимся результатам измерений u_t и требует дополнительной доработки.
- Наиболее надежные количественные измерения u_t получены при периферийном воспламенении смеси. Метод разрезки пламени будет наиболее надежным вследствие возможности составления баланса расхода газа по внутренней образующей поверхности пламени.

Таблица 3

$\alpha = 1.0$	1.1	1.2	1.3	
$u_{n[11]}$	60	57	50	45
$u_{n[8]}$	42	38	28	19
$\frac{u_{n[11]}}{u_{n[8]}}$	1.43	1.5	1.78	2.25

е) Сопоставляя результаты исследований u_t методом обратного конуса [9] с результатами измерений u_t методом «разреза пламени», в табл. 2 приведена оценка возможных поправочных коэффициентов пересчета видимой скорости распространения пламени.

Поступила
27 V 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. D a m k e h l e r G. Der einfluss turbulenz auf die flammengeswindigkeit in gasgemischen Z. fur Elektroch, 1940, 46, 601.
2. Щ е л к и н К. И. О сгорании в турбулентном потоке. ЖТФ, 1943, т. XIV, стр. 520.
3. Т а л а н т о в А. В. Исследование горения в турбулентном потоке однородной газовой смеси. МАП, Тр. № 8, 1955.
4. З е л ь д о в и ч Я. Б. Замечания о горении быстрого потока в трубе. ЖТФ, 1944.
5. K a r l o v i t z B., D e n n i s t o n D., W e l l e s F. Investigation of turbulenz flamen. The Journal of Chem. Phys., 1951, v. 19.
6. К о з а ч е н к о Л. С. Горение бензино-воздушных смесей в турбулентном потоке. Изв. АН СССР, ОХН, 1960, № 1, стр. 45—52.
7. К о з а ч е н к о Л. С. Горение бензино-воздушных смесей в турбулентном потоке. Третье всесоюзное совещание по теории горения, 1960, т. I.
8. Х и т р и н Л. Н., Г о л о в и н Е. С., С о р о к и н а А. В. Исследование процессов горения. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 78.
9. Х и т р и н Л. Н., Г о л ь д е н б е р г С. А. Исследование процесса распространения турбулентного фронта пламени при больших скоростях потока. Газодинамика и физика горения. М., Изд-во АН СССР, 1959.
10. Х и т р и н А. Н., Г о л ь д е н б е р г С. А., С у н д у к о в И. Н. Закономерности образования пламени в свободной струе. Газодинамика и физика горения. М., Изд-во АН СССР, 1959.
11. П е т р о в Э. А., Т а л а н т о в А. В. Скорость распространения пламени и протяженность зоны горения в турбулентном потоке. Тр. Казанского авиационного ин-та, 1958.

ОБ УСТАНОВИВШИХСЯ ДВИЖЕНИЯХ ГАЗА С ПЕРЕМЕННОЙ МАССОЙ И ЭНЕРГИЕЙ

И. Ф. Шахнов

(Москва)

Рассматривается одномерное установившееся движение идеального газа по трубе переменного сечения при наличии подвода тепла и массы. Основные уравнения, описывающие такого рода течения, сводятся к одному дифференциальному уравнению, где в качестве зависимой переменной берется коэффициент скорости λ , а независимой переменной является логарифм площади поперечного сечения. Приводится семейство точных решений, имеющее ясный физический смысл.

Задача об определении параметров одномерного установившегося потока в канале переменного сечения при наличии непрерывного подвода тепла и массы имеет значение для практических приложений. Такая постановка схематизирует, например, течение в камере сгорания воздушно-реактивного двигателя.

Будем предполагать, что газ является идеальным, т. е. невязким и нетеплопроводным. Будем предполагать также, что закон тепло- и массоподвода, равно как и закон изменения площади поперечного сечения, задан как функция продольного расстояния вдоль оси трубы.

1. Если величина скорости добавляемой массы (в проекции на направление движения) мала по сравнению со скоростью основного потока, то уравнение движения может быть записано [1] как

$$d \frac{v^2}{2} + v^2 d \ln m = -\frac{1}{\rho} dp, \quad m = \rho v F \quad (1.1)$$

где v — скорость, ρ — плотность, p — давление, m — массовый расход, F — площадь поперечного сечения канала. Вводим в рассмотрение уравнения состояния и энергии

$$p = \rho RT, \quad i_0 = c_p T + A \frac{v^2}{2} \quad (1.2)$$