

Памяти моего учителя В. П. Кирсанова

УДК 537.523

**МОДЕЛЬ РАСШИРЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА
В ПЛОТНОМ ГАЗЕ С УЧЁТОМ ЭЛЕКТРОННОЙ
И ЛУЧИСТОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЕЙ.
III. ПРЕДЕЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА РАЗРЯДА**

У. Юсупалиев

Из закона сохранения энергии для оболочки импульсного сильноточного электрического разряда в плотном газе (Xe, Kr, Ar, Ne, He, N₂, воздухе) с учетом электронной и лучистой теплопроводностей и энергии, затраченной на ионизацию вовлекаемого в разряд газа, получено уравнение для относительной температуры разрядного канала. Из решения этого уравнения определено условие, при котором достигается предельная температура канала $T_{\text{ЛДМ}}$, а также получена универсальная зависимость между температурой $T_{\text{ЛДМ}}$ и потенциалами ионизации атомов указанных газов. Показано, что эта универсальная зависимость согласуется с экспериментальными данными.

Ключевые слова: импульсный электрический разряд в газах, искровой разряд, электронная и лучистая теплопроводность.

1. Экспериментальные исследования мощного искрового разряда [1–7] и импульсного сильноточного электрического разряда [8–15] в газе при давлении порядка атмосферного и выше показали, что структура таких разрядов состоит из разрядного канала, плотной оболочки, ударной волны, а также [16] из области слабоионизованного и возбужденного газа перед фронтом ударной волны. Большинство исследователей

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН; e-mail: nesu@phys.msu.ru

с практической точки зрения интересовало получение максимально высокой температуры разрядного канала. Однако впоследствии выяснилось, что температура канала таких разрядов при увеличении вводимой в них погонной мощности повышается только до определённого предела. Это явление было названо эффектом насыщения яркости излучения, а предел температуры – предельной температурой разряда. Указанный эффект достаточно подробно экспериментально исследован авторами работ [4–8, 10, 13].

В результате проведенных исследований были установлены следующие закономерности для температуры разрядного канала: для каждого газа существует своя предельная температура $T_{\text{ЛИМ}}$, при достижении которой канал излучает как абсолютно черное тело, а дальнейшее варьирование начальных параметров разрядного контура и газа не приводит к росту температуры плазмы разрядного канала. Следует отметить работу [10] В. П. Кирсанова, который впервые экспериментально установил связь между предельной температурой $T_{\text{ЛИМ}}$ плазмы разрядного канала и вторым потенциалом ионизации атомов инертных газов I_2 :

$$T_{\text{ЛИМ}} \approx 1400I_2,$$

где I_2 – в эВ, а $T_{\text{ЛИМ}}$ – в К.

В нашей работе [17] на основе опытных данных и обобщенной переменной таких разрядов – безразмерного комплекса $\Xi = \frac{U_{d0}FA_0}{B_0^2}$ – показано, что предельная температура разрядного канала $T_{\text{ЛИМ}}$ достигается при выполнении условия $\Xi \geq \Xi_{\text{ЛИМ}}$, где

$$A_0 = \pi l_0 \rho_0 \left[\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right],$$

$$B_0 = \pi l_0 p_0 \left[\frac{I_{\text{эфф}}}{\theta_0} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left(\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right],$$

l_0 – длина разрядного промежутка; U_{d0} – начальное падение напряжения на разрядном промежутке; F – начальная скорость нарастания разрядного тока; γ_d – показатель адиабаты плазмы разрядного канала; $\rho_0, p_0, \theta_0 = kT_0$ и γ_0 – плотность, давление, температура и показатель адиабаты окружающего разряд газа (k – постоянная Больцмана); $I_{\text{эфф}}$ – энергия, затраченная на диссоциацию и ионизацию одной частицы газа. Значения безразмерного комплекса $\Xi_{\text{ЛИМ}}$ для указанных выше газов приведены в таблице. В той же работе на основе опытных данных также установлено, что при $\Xi \geq \Xi_{\text{ЛИМ}}$ для импульсного сильноточного электрического разряда в инертных газах, азоте и воздухе выполняется следующая универсальная зависимость между предельной температурой

$T_{\text{ЛМ}}$ и суммой потенциалов (первого I_1 и второго I_2) ионизации атома газов (см. таблицу):

$$\frac{kT_{\text{ЛМ}}}{I_1 + I_2} \approx 0.074. \quad (1)$$

В настоящее время существующие теоретические модели для указанных разрядов не позволяют определить условия достижения предельных температур и их величин [12–14, 18–21]. Цель данной работы состоит в количественном описании эффекта насыщения яркости излучения импульсного сильноточного электрического разряда в плотном газе (определении этих условий и величин предельных температур).

2. Для этого, прежде всего, рассмотрим механизм расширения такого разряда по плотному газу в объеме, необходимом для обоснования предлагаемой модели. В [16] показано, что механизмом расширения разряда по газу является ионизация и нагрев вовлекаемого в разряд газа оболочки в результате поглощения потока энергии УФ-излучения разрядного канала и потока тепловой энергии, переносимой в процессе электронной теплопроводности из разрядного канала в оболочку разряда. Другими словами, рассматриваемый разряд по плотному газу распространяется благодаря процессам лучистой и электронной теплопроводностей.

Лучистая теплопроводность. Согласно [16], при достижении предельной температуры разряда энергии фотонов $h\nu$ основной доли излучения его канала ($\sim 67\%$) заключены в интервале:

$$0.62I_1 \leq h\nu \leq 2.2I_1.$$

При этом число фотонов с энергиями в интервале $I_1 \leq h\nu \leq 2.2I_1$ составляет $\sim 40\%$ от количества фотонов с энергиями в интервале $0.62I_1 \leq h\nu \leq 2.2I_1$. То есть в составе излучения разрядного канала имеются фотоны с энергиями порядка первого потенциала ионизации атома I_1 и больше, а при достижении разрядом предельной температуры $T_{\text{ЛМ}}$ в составе его излучения появляются фотоны с энергиями порядка второго потенциала ионизации атома $I_2 \approx 2I_1$ и выше. Понятно, что такие фотоны излучения разрядного канала эффективно ионизуют и нагревают газ оболочки (вовлекаемый в разряд газ). При этом следует различать три случая поглощения атомами квантов с энергиями: $h\nu \geq I_1$, $h\nu < I_1$ и $h\nu \ll I_1$.

Длина пробега фотонов l_ν с энергиями $h\nu \geq I_1$ составляет $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ см [16], что примерно на два порядка меньше радиуса разрядного канала R ($l_\nu \ll R$). Это обстоятельство позволяет рассматривать оболочку как тонкий слой, где происходят ионизация и нагрев газа.

Фотоны с энергиями $h\nu < I_1$ в основном совпадают с энергиями возбужденных уровней атомов. Возбужденные атомы, согласно [22, 23], должны играть важную роль в радиационном переносе возбуждения и процессе ионизации газа. Среди этих возбужденных уровней в радиационном переносе возбуждения основную роль играют резонансно-возбужденные уровни. Характерная длина пробега резонансного излучения составляет $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ см [22]. В [16] показано, что резонансное излучение разрядного канала возбуждает газ в оболочке разряда, за и перед фронтом ударной волны, ускоряя процесс ионизации вовлекаемого в разряд газа. Выходящее из разряда излучение, энергия фотонов которого $h\nu < I_1$, создает протяженную волну возбуждения атомов в газе перед фронтом УВ.

Длина пробега фотонов l_ν с энергиями $h\nu \ll I_1$ намного превышает радиус разрядного канала ($l_\nu \gg R$). Поэтому такие фотоны выходят за пределы разряда и могут участвовать только в ступенчатых процессах. В результате ступенчатых процессов возбужденные атомы должны ионизоваться, что и наблюдается на опыте [16, 23].

Таким образом, импульсный электрический разряд в газе при атмосферном давлении и выше для своего распространения по газу своим излучением ионизует и нагревает газ в оболочке, а также возбуждает, ионизует газ за и перед фронтом УВ.

Электронная теплопроводность. Вследствие лучистой теплопроводности в разряде температура плазмы по сечению разрядного канала распределена однородно [12, 13, 24], а в оболочке она снижается до температуры ионизованного газа за фронтом ударной волны. Поскольку характерная толщина оболочки мала (10^{-3} см) [13, 16, 24], то величина градиента температуры в ней становится большой ($\geq 10^7$ К/см). При таких величинах градиента температуры необходимо учитывать поток тепловой энергии из разрядного канала в оболочку, переносимый в процессе электронной теплопроводности. Благодаря процессу лучистой теплопроводности возникает большой градиент температуры в оболочке, в результате чего увеличивается поток тепловой энергии, переносимый электронной теплопроводностью. Этот поток энергии поглощается в слое оболочки толщиной $l_e \approx 7 \cdot 10^{-3}$ см [16], что практически совпадает с шириной зоны лучистого прогрева и ионизации газа оболочки фотонами с энергиями $h\nu \geq I_1$: $\Delta r \sim l_e \sim l_\nu$. Это обстоятельство позволяет рассматривать оболочку как тонкий слой прогрева.

Итак, газ в оболочке разряда одновременно ионизуется и нагревается как потоком лучистой энергии из разрядного канала, так и потоком тепловой энергии, переносимой в процессе электронной теплопроводности. При этом зона ионизации и нагрева перемещается на новые слои более холодного газа, что можно интерпретировать как волновое

движение некоторого тонкого фронта (по отношению к радиусу канала) ионизации и нагрева (ионизационная и тепловая волна).

2. Будем считать, что рассматриваемый импульсный разряд имеет цилиндрическую симметрию, его плазма является изотермической, а оболочка разряда – тонкой. Тогда, исходя из вышеизложенного механизма расширения разряда, из законов сохранения массы и энергии на фронте тепловой волны (для оболочки разряда) получим следующее уравнение:

$$S2\pi Rdt - \chi_e \nabla_r T 2\pi Rdt = \left(\epsilon_C + \frac{p}{\rho_C} \right) \rho_C 2\pi R dR, \quad (2)$$

где $S = \sigma_0 T_C^4$ – поток излучения с боковой поверхности разрядного канала, излучающего как черное тело с температурой T_C , σ_0 – постоянная Стефана–Больцмана, $\chi_e \nabla_r T$ – поток тепловой энергии, отводимой электронной теплопроводностью плазмы через боковую поверхность разрядного канала в оболочку разряда, $\nabla_r T$ – радиальный градиент температуры в оболочке разряда, χ_e – эффективный коэффициент электронной теплопроводности, $dM = \rho_C 2\pi R dR$ – масса газа, вовлекаемого в разряд единичной длины, через его оболочки за время dt , ρ_C – плотность плазмы в разрядном канале, ϵ_C и p – удельная внутренняя энергия и давление плазмы разрядного канала. Согласно [25], величины χ_e , ϵ_C и p равны:

$$\chi_e = \xi(Z) \frac{k(kT_e)^{5/2}}{\sqrt{m_e} Z e^4 \ln \Lambda}, \quad (3)$$

$$\epsilon_C = \frac{3}{2} \frac{p}{\rho_C} + \sum_m \alpha_m (I_1 + I_2 + \dots + I_m) \frac{1}{m_a} \text{ и } p = (1 + \alpha_e) n_C k T_C, \quad (4)$$

где Z – заряд иона, m_e и e – масса и заряд электрона, T_e – температура электронов ($T_e = T_C$), $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, $\xi(Z)$ – число, слабо зависящее от Z ($\xi(1) = 0.95$; $\xi(2) = 1.5$), $Q_m = I_1 + I_2 + \dots + I_m$ – энергия, необходимая для отрыва от атома m электронов ($I_0 = 0$), m_a – масса атома, $\alpha_e = n_e/n_C$ – степень ионизации плазмы разрядного канала, n_e – концентрация электронов, n_C – концентрация исходных атомов в разрядном канале, $\alpha_m = n_m/n_C$ – доля m -кратно ионизованных атомов, n_m – концентрация m -кратно ионизованных атомов. Концентрации ионов различной кратности ионизации n_m связаны между собой условием сохранения числа атомов

$$\sum_m n_m = n_C, \quad \sum_m \alpha_m = 1 \quad (5)$$

и сохранения числа зарядов

$$\sum_m m n_m = n_e, \quad \sum_m m \alpha_m = \alpha_e. \quad (6)$$

Уравнение (2) является законом сохранения энергии для оболочки мощного импульсного электрического разряда в газе высокого давления. Он гласит: суммарная энергия, отводимая с боковой поверхности $2\pi R$ цилиндрического разрядного канала единичной длины излучением и электронной теплопроводностью, расходуется на ионизацию, нагрев и сжатие вовлекаемого в разряд газа при расширении канала на величину dR за время dt . Другими словами, выходящая из поверхности разрядного канала энергия излучения и отводимая от него электронной теплопроводностью тепловая энергия возвращаются обратно в канал в виде внутренней энергии ионизованного газа и работы сжатия вовлекаемого в разряд газа.

Из экспериментальных данных [4, 10, 13, 26] следует, что при достижении предельной температуры рассматриваемого разряда атомы в разрядном канале практически ионизованы двукратно ($Z = 2$). В этом случае из (4), (5) и (6) следует, что

$$\xi(2) = 3/2, \alpha_e \approx 2, \alpha_1 = 0, \alpha_2 = 1, \quad (7)$$

так как $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$. С учётом (7) из (4) для удельной энтальпии $\left(\epsilon_C + \frac{p}{\rho_C}\right)$ и давления плазмы разрядного канала получим следующие выражения:

$$\left(\epsilon_C + \frac{p}{\rho_C}\right) = \frac{5}{2} \frac{p}{\rho_C} + \frac{I_1 + I_2}{m_a} \text{ и } p = 3n_C k T_C. \quad (8)$$

В работе [21] для начальной стадии развития такого разряда из энергетического баланса разрядного канала получено уравнение для его радиуса с учётом затраты на ионизацию вовлекаемого в разряд газа, джоулева нагрева плазмы, энергии магнитного поля разряда и его работы, совершаемой против давления окружающего газа. Из этого уравнения получена следующая формула для начальной скорости расширения разрядного канала:

$$V_{in} = \frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{B_0}{2A_0} (\sqrt{1 + 2\Sigma} - 1)}, \quad (9)$$

которая согласуется с экспериментальными данными работ [12, 14, 21, 27–29].

Таким образом, в уравнениях (2) и (8) становятся известными скорость расширения dR/dt и давление p , так как вследствие лучистой теплопроводности в разряде давление плазмы p по сечению разряда однородно, должно совпадать с давлением газа p_{sw} за фронтом ударной волны (УВ), и согласно [21], оно для сильной УВ равно:

$$p = p_{sw} = \frac{\gamma_0 + 1}{2} \rho_0 \left(\frac{dR(t)}{dt}\right)^2. \quad (10)$$

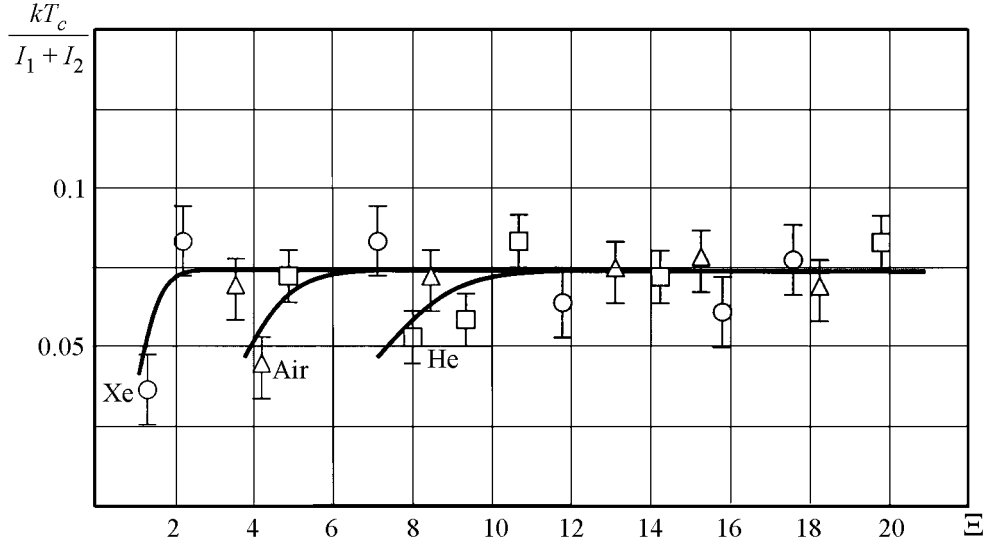


Рис. 1: Зависимость относительной температуры разрядного канала $\frac{\theta}{I_1 + I_2}$ от безразмерного комплекса Ξ . Кружочки \circ – экспериментальные данные работ [4, 7], треугольники \triangle – экспериментальные данные работ [10, 13], \square – экспериментальные данные работы [17].

Используя (3) и (8), из уравнения (2) получим следующее уравнение для температуры T_C :

$$\sigma_0 T_C^5 + \frac{3k^{7/2} \nabla_r T}{4\sqrt{m_e} e^4 \ln \Lambda} T_C^{7/2} = \frac{5}{2} p \left(\frac{dR}{dt} \right) + \frac{(I_1 + I_2)}{3k} p \left(\frac{dR}{dt} \right). \quad (11)$$

В этом уравнении величину градиента температуры $\nabla_r T$ определим из эксперимента. Умножая уравнение (11) на величину $\frac{k^5}{\sigma_0 (I_1 + I_2)^5}$ и используя соотношение (10), приведём его к следующему безразмерному виду относительно функции $x = \left(\frac{kT_C}{I_1 + I_2} \right)$:

$$x^5 - ax^{7/2} - \frac{5}{2}bx - \frac{1}{3}b = 0, \quad (12)$$

где

$$a = \frac{3\nabla_r T k^5}{4\sigma_0 \sqrt{m_e} e^4 \ln \Lambda (I_1 + I_2)^{3/2}}, \quad b = \frac{k^4 (\gamma_0 + 1) \rho_0}{2\sigma_0 (I_1 + I_2)^4} \left[\frac{B_0}{2A_0} (\sqrt{1 + 2\Xi} - 1) \right]^{3/2}, \quad \nabla_r T < 0.$$

Т а б л и ц а

Род газа	$T_{\text{ЛИМ}}, K, \text{эВ}$	$\Xi_{\text{ЛИМ}}$	$I_1(I_{\text{эф}}), \text{эВ}$	$I_2, \text{эВ}$	$\frac{kT_{\text{ЛИМ}}}{I_1 + I_2}$	
Xe	27000–29000 (2.33–2.5)	2.0	12.13	21.20	0.072	0.074
	30000				0.076	
Kr	32000 (2.76)	2.6	13.90	24.60	0.071	0.073
	34000 (2.93)				0.076	
Ar	35000 (3.0)	4.0	15.76	27.60	0.070	0.072
	37000 (3.187)				0.074	
воздух	43000 (3.7)	5.6	16.0	32.36 атом кислорода		0.076
N_2	41000 (3.53)		16.5	29.60		0.077
Ne	52000 (4.48)	6.5	21.56	40.96		0.072
He	67000 – 71000 (5.77–6.12)	8.0	24.59	54.42	0.073	0.075
	0.077					

То есть температура разрядного канала определяется начальными интегральными характеристиками импульсного разряда и газа – безразмерным комплексом Ξ . Из этого уравнения следует, что при $\Xi \gg 1$ зависимость температуры разрядного канала от начальных характеристик импульсного разряда и газа слабая. Уравнение (12) решалось численно для газов, приведенных в таблице. Получены численные решения уравнения (12) (зависимость $x = f(\Xi)$) для разрядов в ксеноне, криптоне, аргоне, неоне, гелии, воздухе и азоте. На рис. 1 приведены результаты для ксенона, воздуха и гелия, остальные лежат между ними. Видно, что для мощных разрядов в указанных газах при выполнении условия $\Xi \geq \Xi_{\text{ЛИМ}}$ они имеют практически одинаковую относительную температуру $x = \left(\frac{kT}{I_1 + I_2}\right) \approx 0.074$, что совпадает с универсальной зависимостью (1), установленной экспериментально в работе [17].

Считаю своим долгом выразить благодарность А. А. Рухадзе за ценные обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] G. Glaser, *Optik* **7**, 33 (1950).
- [2] G. Glaser, *Naturforsch* **6a**, 706 (1951).
- [3] К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин, Ф. А. Черная, *Изв. АН СССР, сер. физическая*, **19**, 61 (1955).
- [4] М. П. Ванюков, А. А. Мак, *ДАН СССР* **123**(6), 1022 (1958).
- [5] Ф. А. Черная, *Оптика и спектроскопия* **4**(6), 725 (1958).
- [6] М. П. Ванюков, А. А. Мак, *УФН* **66**(2), 301 (1958).
- [7] М. П. Ванюков, А. А. Мак, А. И. Садыков, *ДАН СССР* **135**(3), 557 (1960).
- [8] H. Fisher and W. Schwanzger, *Applied Optics* **8**, 697 (1969).
- [9] Н. Г. Басов, Б. Л. Борович, В. С. Зуев и др., *ЖТФ* **38**, 2079 (1968).
- [10] В. П. Кирсанов, *Диссертация на соиск. уч. степ. к.т.н* (М., ФИАН СССР, 1970).
- [11] К. Фольрат, *Искровые источники и высокочастотная искровая кинематография*. В сб.: *Физика быстропротекающих процессов*, Т. 1 (Мир, М., 1971), с. 98.
- [12] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, *Физика сильноточных электроразрядных источников света* (Атомиздат, М., 1976).
- [13] И. С. Маршак, А. С. Двойников, В. П. Кирсанов и др., *Импульсные источники света*, под ред. И. С. Маршака (Энергия, М., 1978).
- [14] Б. Л. Борович, В. Б. Розанов, В. С. Зуев и др., *Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой* В сб.: *Итоги науки и техники, Сер. Радиотехника* (ВИНИТИ, Москва, 1978), с. 79.
- [15] А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов, *Плазмодинамические источники излучения высокой спектральной яркости*. В кн.: "Радиационная плазмодинамика". Т. 1. (Энергоатомиздат, М., 1991), с. 10.
- [16] У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **36**(8), 33 (2009).
- [17] У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **34**(9), 28 (2007).
- [18] С. И. Брагинский, *ЖЭТФ* **34**, 1548 (1958).
- [19] Ю. К. Бобров, В. В. Вихрев, И. И. Федотов, *Физика плазмы* **14**(10), 1222 (1988).
- [20] С. Н. Колгаткин, *ЖТФ* **65**(7), 10 (1995).
- [21] У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **36**(8), 44 (2009).
- [22] Б. М. Смирнов, *Возбужденные атомы* (Энергоатомиздат, М., 1982).
- [23] Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (Наука, М., 1982).
- [24] Ю. К. Бобров, *ЖТФ* **44**, 2340 (1974).
- [25] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, М., 1966).

- [26] Г. Г. Долгов, С. Л. Мандельштам, ЖЭТФ **24**(6), 691 (1953).
- [27] К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин, ЖЭТФ **21**, 510 (1951).
- [28] Н. М. Гегечкори, ЖЭТФ **21**, 493 (1951).
- [29] Н. Г. Басов, Б. Л. Борович, В. Б. Розанов и др., ЖТФ **40**, 516 (1970).

Поступила в редакцию 12 ноября 2009 г.