



Отделение физических наук

**М.А. Казарян, И.В. Шаманин**

**О возможности  
нейтронной накачки  
активной среды,  
образованной стабильными  
изотопами гадолиния**

Москва 2017

УДК 66.085  
ББК 31.4  
К14

ISBN 978–5–906906–27–4

© Российская академия наук, 2017  
© М.А. Казарян, И.В. Шаманин, 2017

# О возможности нейтронной накачки активной среды, образованной стабильными изотопами гадолиния

М.А. Казарян<sup>1</sup>, И.В. Шаманин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Москва, ГСП-1, 117924, Ленинский просп., 53  
E-mail: kazar@sci.lebedev.ru

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет  
Томск, 634050, пр.Ленина, 30  
E-mail: shiva@tpu.ru

**Аннотация.** Показана возможность накопления избыточной энергии в активной среде, образованной изотопами гадолиния, за счет образования и накопления ядер в изомерном состоянии при радиационных захватах нейтронов ядрами стабильного изотопа с меньшей массой. Получено соотношение, позволяющее проводить оценки параметров процессов захвата нейтронов ядрами, образования и распада изомерных состояний ядер.

## Введение

Под активной средой будем понимать вещество, в котором возможно создать инверсию населенностей энергетических уровней ядер атомов за счет реакции радиационного захвата и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах атомов, входящих в состав вещества. Совокупность ядерных превращений, протекающих в веществе под действием потока нейтронов, называют нуклидной кинетикой. Дифференциальные и интегральные характеристики нуклидной кинетики определяют изотопный состав вещества, которое находится или находилось в поле нейтронов. Важнейшее на сегодня приложение результатов исследований нуклидной кинетики – это физика и техника ядерных реакторов [1, 2]. В частности, их ядерная безопасность. Мы обратили внимание на возможность накопления и неконтролируемого высвобождения из-

## О возможности нейтронной накачки активной среды, образованной стабильными изотопами гадолиния

быточной энергии в нейтроно-поглощающих материалах по причине возможного накопления избыточной энергии в изомерных состояниях ядер атомов, входящих в состав некоторых их них. Например, в изомерных состояниях ядер гафния или гадолиния.

### Теоретические оценки

Рассмотрим поглощающий нейтроны материал, в котором под действием нейтронов протекают процессы: ядро  $X$  + нейтрон  $\rightarrow$  ядро  $Y$  в возбужденном состоянии  $\rightarrow$  ядро  $Y$  в изомерном (метастабильном) состоянии  $\rightarrow$  ядро  $Z$  в основном состоянии. Например:  $Gd^{155} + n \rightarrow Gd^{156*} \rightarrow Gd^{156m} \rightarrow Gd^{156}$ . При этом ядра  $Y$  и  $Z$  тоже испытывают радиационный захват, то есть “расстреливаются”. Изомер  $Gd^{156m}$  имеет период полураспада 1,3 мкс и распадается с испусканием гамма-кванта с энергией 2,1376 МэВ. На рисунке 1 приведена схема данного процесса.

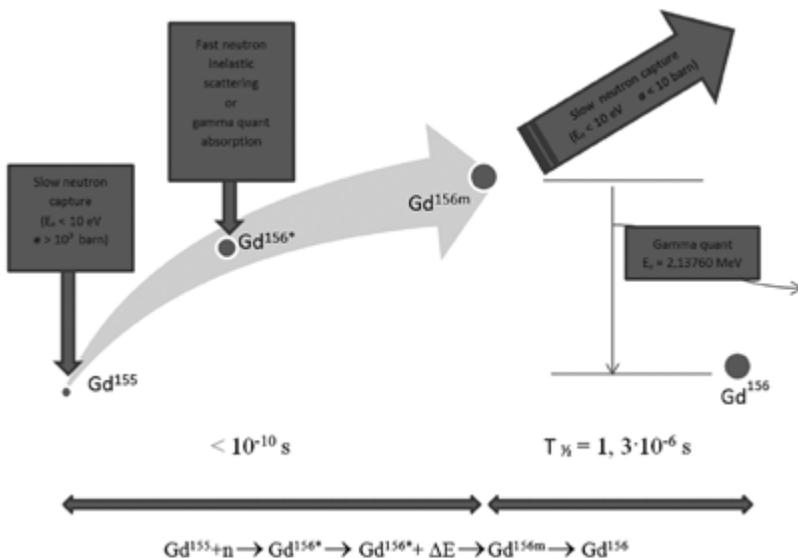


Рис. 1 Накачка среды, образованной ядрами изотопов гадолиния.

В таблице приведены параметры ядер двух изотопов гадолиния, находящихся в основном и изомерном состояниях.

Табл. Параметры ядер изотопов гадолиния.

Ядро	Период полураспада	Содержание в естественной смеси изотопов	Спин и четность ядра
$^{155}\text{Gd}$	<b>стабилен</b>	14,80 %	3/2-
$^{155\text{m}}\text{Gd}$	31,97 мс		11/2-
$^{156}\text{Gd}$	<b>стабилен</b>	20,47 %	0+
$^{156\text{m}}\text{Gd}$	1,3 мкс		7-

Прежде, чем оказаться в метастабильном состоянии, ядро  $^{156}\text{Gd}$  находится в возбужденном состоянии. Типичное значение времени жизни ядра в возбужденном состоянии составляет величину порядка  $10^{-14}$  с, что на девять порядков больше времени ядерного взаимодействия. Поэтому в возбужденном состоянии ядро в состоянии принимать и сохранять энергию  $\Delta E$ , переданную ему в результате рассеяний нейтронов на нем. Энергия, передаваемая ядру при рассеянии на нем нейтрона, зависит от массы ядра – чем меньше масса ядра, тем большую энергию передает ему нейтрон при рассеянии. В идеальном случае масса ядра и энергия нейтрона таковы, что переданная при рассеянии энергия  $\Delta E$  составляет величину, равную разности между энергией метастабильного состояния и энергией возбуждения. Для заданного значения энергии нейтрона  $E_n$  значение переданной при неупругом рассеянии на ядре энергии  $\Delta E$  можно определить из трансцендентного уравнения:

$$\frac{\Delta E^i}{E_n} = \frac{2A}{(A+1)^2} \left( 1 + \frac{A+1}{2} \cdot \frac{\Delta E^i}{E_n} - 0,07 A^{2/3} E_n \sqrt{1 - \frac{A+1}{A} \cdot \frac{\Delta E^i}{E_n}} \right).$$

где  $A$  – массовое число ядра. Уравнение получено, исходя из того, что переданная энергия  $\Delta E$  равна энергии возбуждения ядра из основного состояния. Если у ядра несколько уровней возбуждения ( $i = 1, 2, 3 \dots$ ), то уравнение позволяет определить значение энергии нейтрона  $E_n$ , обеспечивающее перевод ядра на соответствующий уровень возбуждения.

Количество столкновений (рассеяний) нейтронов с ядрами активной среды, происходящих в единице объема среды в единицу времени определяется соотношением:

$$\Phi \sigma_{nuc}$$

## О возможности нейтронной накачки активной среды, образованной стабильными изотопами гадолиния

где  $\Phi$  – плотность потока нейтронов,  $\sigma$  – микроскопическое сечение неупругого рассеяния нейтронов на ядрах,  $n_{\text{нис}}$  – количество ядер в единице объема среды. При этом частота рассеяний, испытываемых нейтроном в активной среде, определяется соотношением:

$$\nu \sigma n_{\text{нис}}$$

где  $\nu$  – скорость нейтронов ( $\nu = \sqrt{2E/m}$ ).

Например, для перевода из основного в возбужденное состояние ядер изотопа  ${}_{54}\text{Xe}^{130}$ , у которых существуют 3 уровня возбуждения (0,54; 1,21 и 1,95 МэВ), требуется наличие в потоке нейтронов с энергиями 0,709; 1,285 и 2,005 МэВ, соответственно. Для перевода из основного в возбужденное состояние ядер изотопа  ${}_{10}\text{Ne}^{22}$ , у которых существуют 3 уровня возбуждения, требуется наличие в потоке нейтронов с энергиями 2,075; 3,747 и 4,859 МэВ, соответственно. Средняя энергия нейтронов спектра деления составляют 2 МэВ. Средняя энергия нейтронов спектра ядерного реактора (даже на быстрых нейтронах) значительно ниже. Кроме того, для перевода ядер изотопа в возбужденное состояние путем прямого рассеяния нейтронов на ядрах необходимо «выбирать» изотопы не только с большой удельной энергией связи нуклонов в ядре, но и с малым значением сечения поглощения нейтронов. Поэтому для накопления ядер в возбужденных состояниях целесообразно получать их как продукт реакции радиационного захвата нейтронов ядрами с массовым числом на одну единицу меньше. Дочернее ядро образуется в возбужденном состоянии и, при необходимости, получает дополнительную энергию за счет рассеяний на нем нейтронов. В результате дочернее ядро оказывается в метастабильном состоянии.

Для проведения оценок возможности накопления энергии в изомерных состояниях ядер за счет радиационного захвата нейтронов в таком материале необходимо решить систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = -\sigma_1 x \Phi \\ \frac{dy}{dt} = \sigma_1 x \Phi - \sigma_2 x \Phi - \lambda y \\ \frac{dz}{dt} = -\sigma_3 z \Phi + \lambda y \end{cases}$$

Здесь  $x(t)$ ,  $y(t)$ ,  $z(t)$  – концентрации ядер,  $\Phi$  – плотность потока нейтронов,  $\sigma$  – микросечение радиационного захвата нейтронов,  $\lambda$  – постоянная распада ядер-изомеров.

Решение системы уравнений дает формулу для определения возможности достижения условия, при котором концентрация ядер в изомерном состоянии  $y(t)$  становится больше, либо равной концентрации ядер в основном состоянии  $z(t)$  при воздействии нейтронов с плотностью потока  $\Phi$  до  $10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ :

$$\frac{y(t)}{z(t)} \approx \frac{\lambda t - (\sigma_1 - \sigma_2)\Phi t}{S\lambda},$$

где

$$S = \frac{1 - (\lambda + 2\sigma_3\Phi)t}{\lambda + \sigma_3\Phi} - \frac{1 - (\sigma_1 - \sigma_2 + 2\sigma_3)\Phi t}{(\sigma_1 - \sigma_2 + \sigma_3)\Phi} + \frac{(\lambda - (\sigma_1 - \sigma_2)\Phi)(1 - \sigma_3\Phi t)}{(\sigma_1 - \sigma_2 + \sigma_3)\Phi(\lambda + \sigma_3\Phi)}$$

При воздействии нейтронов с плотностью потока  $\Phi = 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  на поглотитель нейтронов, образованный ядрами гадолиния, условие  $\frac{y(t)}{z(t)} \approx 1$  достигается за несколько десятков секунд. Это объясняется почти уникальным сочетанием поглощающих свойств двух изотопов гадолиния ( $^{155}\text{Gd}$  и  $^{156}\text{Gd}$ ) как в тепловой, так и резонансной областях энергии нейтронов,

На рисунках 2–5 приведены зависимости микросечений радиационного захвата нейтронов ядрами изотопов гадолиния по данным [3].

Сечение реакции радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{155}\text{Gd}$  на 3...4 порядка превосходит таковое для ядер  $^{156}\text{Gd}$  при энергиях нейтронов до 10 эВ, резонансный интеграл для ядер  $^{155}\text{Gd}$  значительно превосходит таковой для ядер  $^{156}\text{Gd}$ . Скорость “наработки” метастабильных ядер  $^{156\text{m}}\text{Gd}$  значительно выше их “расстрела” нейтронами и скорости их перехода в основное состояние уже при плотностях потока резонансных и тепловых нейтронов порядка  $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Дальнейшее увеличение плотности потока нейтронов приводит к сокращению промежутка времени, по истечении которого начинается накопление избыточной энергии. Таким образом, следует ожидать быстрого накопления избыточной энергии в метастабильном состоянии ядер изотопа гадолиний-156.

О возможности нейтронной накачки активной среды, образованной стабильными изотопами гадолиния

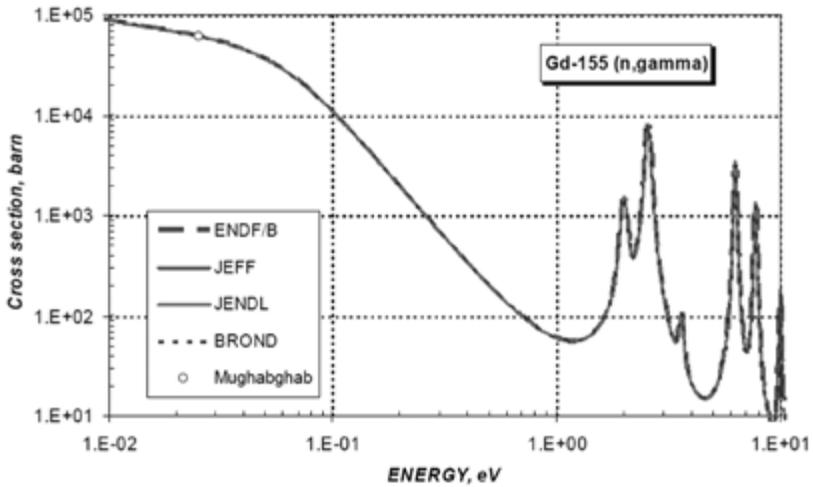


Рис. 2. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{155}\text{Gd}$  при энергиях нейтронов до 10 эВ (в системе уравнений кинетики –  $\sigma_1$ ).

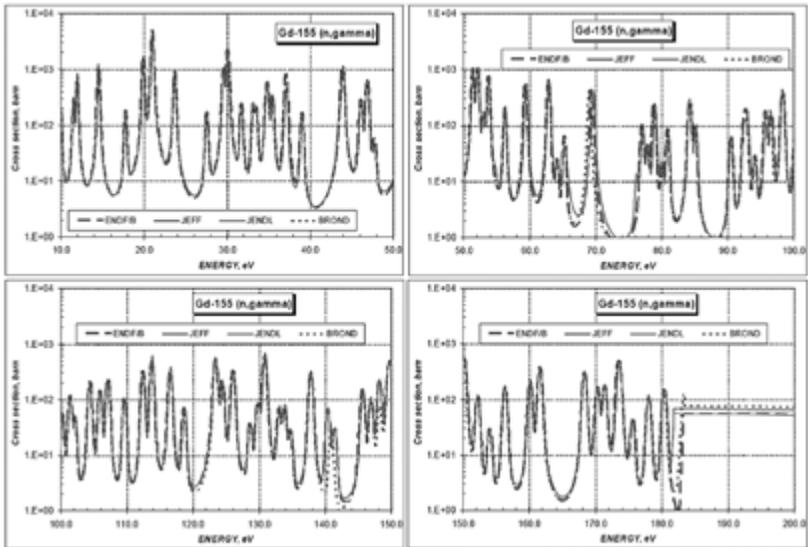


Рис. 3. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{155}\text{Gd}$  при энергиях нейтронов до 200 эВ (в системе уравнений кинетики –  $\sigma_1$ ).

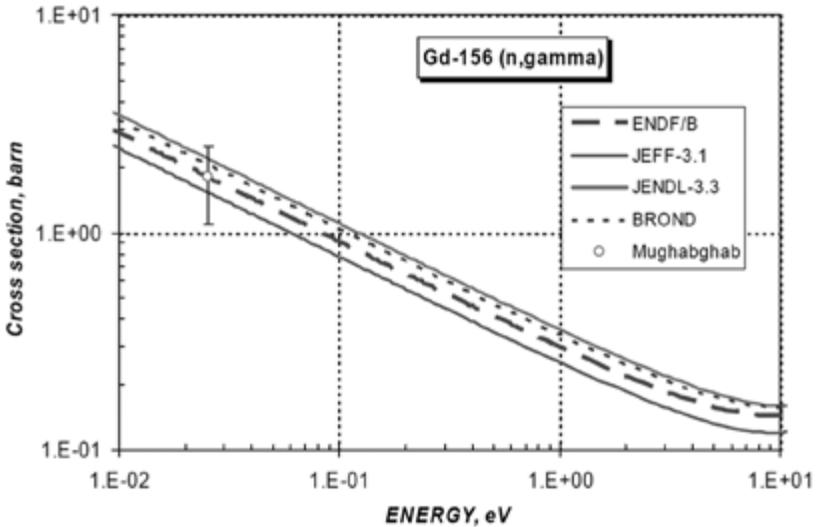


Рис. 4. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{156}\text{Gd}$  при энергиях нейтронов до 10 эВ (в системе уравнений кинетики –  $\sigma_2$ ).

Для сравнения способности накапливать энергию в изомерных состояниях при возбуждении ядер по схеме, представленной на рисунке 1, мы рассмотрели стабильный изотоп  $^{178}\text{Hf}$ . Метастабильные ядра гафния-178m2 образуются из ядер гафния-178 (стабильный изотоп, содержание в естественной смеси – 27,28 %). По современным данным [4] энергия излучаемого гамма-кванта 2,446 МэВ при переходе в основное состояние и период полураспада 31,0 года соответствуют метастабильным ядрам гафния-178m2. Для метастабильных ядер гафния-178m3 (более высокий уровень энергии) эти параметры другие – 2,534 МэВ и 68 мкс, для метастабильных ядер гафния-178m1 – 1,147 МэВ и 4 с.

Метастабильные ядра гафния-178m2 образуются не только при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядрах гафния-178, но и при радиационном захвате нейтронов ядрами гафния-177 (стабильный изотоп, содержание в естественной смеси – 18,6 %). В результате захвата нейтрона образуется составное ядро гафния-178\* в сильно возбужденном состоянии. Энергия возбуждения равна сумме энергии связи нейтрона в ядре и кинетической энергии нейтрона. Время жизни составного ядра в возбужденном состоянии составляет не более  $10^{-13}$  с, возбуждение снимается ис-

О возможности нейтронной накачки активной среды, образованной стабильными изотопами гадолиния

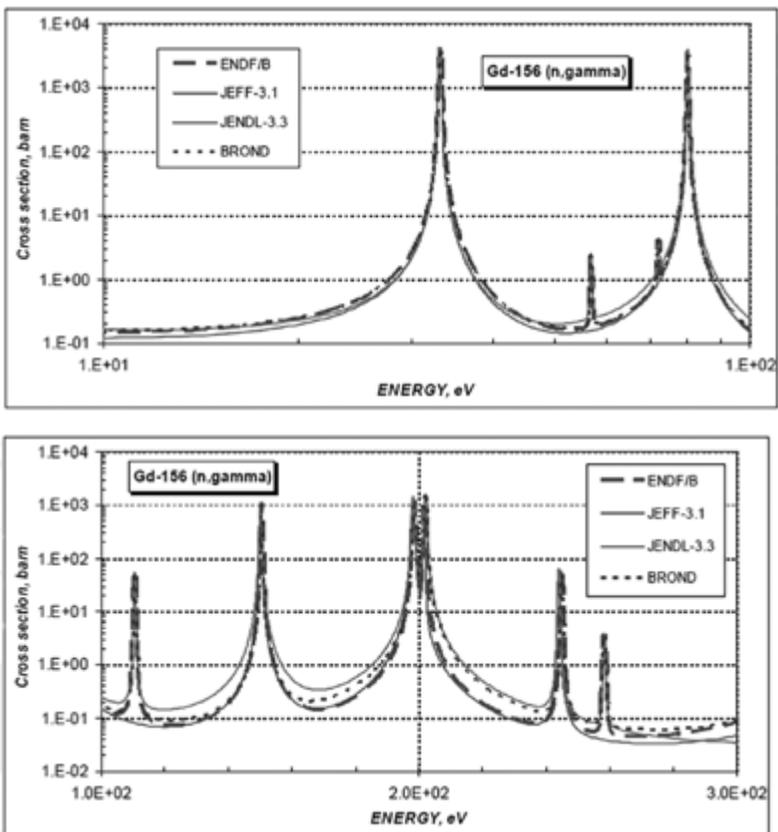


Рис. 5. Сечение радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{156}\text{Gd}$  при энергиях нейтронов до 300 эВ (в системе уравнений кинетики –  $\sigma_2$ ).

пуская высокоэнергетический гамма-квант, ядро переходит либо в основное, либо в одно из метастабильных состояний.

Сечение неупругого рассеяния нейтронов на ядрах гафния-178 не превышает 2,5 барн в широком интервале энергий нейтронов, что приводит к невозможности накопления значительного количества энергии в изомерных состояниях только за счет неупругих рассеяний даже при плотностях потока нейтронов  $\Phi \sim 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Условие  $\frac{y(t)}{z(t)} \geq 1$  только за счет неупругих рассеяний будет достигнуто через очень большой промежуток времени. Баланс ядер

гафния-178, находящихся в изомерном состоянии  $m_2$ , улучшается, если учесть их образование за счет радиационного захвата нейтронов ядрами гафния-177. Сечение данного процесса составляет сотни барн для тепловых нейтронов и превышает 1 барн для нейтронов с энергией до 100 эВ. Условие  $\frac{y(t)}{z(t)} \geq 1$  с учетом радиационных захватов нейтронов может быть достигнуто через значительно меньший промежуток времени, но если учесть радиационный захват нейтронов ядрами гафния-178 и ядрами его изомеров (сечение процесса для тепловых нейтронов составляет десятки барн), в результате которого все эти ядра исчезают, то условие  $\frac{y(t)}{z(t)} \geq 1$  может быть не достигнуто в принципе.

## Заключение

Накопление избыточной энергии в активной среде, образованной атомами стабильных изотопов гадолиния с массовыми числами 155 и 156, за счет образования ядер атомов в изомерном состоянии при радиационных захватах нейтронов ядрами изотопа с меньшей массой возможно. При накачке активной среды, образованной ядрами гадолиния, нейтронами с плотностью потока порядка  $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  условие инверсии заселенности уровней может быть достигнуто за несколько десятков секунд. Длина волны генерируемого средой излучения составляет 0,0006 нм. Как претендент на роль активной среды может быть рассмотрена спеченная керамика на основе обогащенного по 155-му изотопу оксида гадолиния  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ . Активная среда может быть размещена в цилиндрическом объеме, выполненном из вольфрама. Вольфрам характеризуется относительно небольшим (до 1 барн) сечением захвата нейтронов в широком интервале энергий нейтронов.

## Список литературы

1. *И.В. Шаманин, С.В. Беденко, А.О. Павлюк, В.А. Лызко.* Использование программы ORIGEN-ARP при расчете изотопного состава отработанного топлива реактора ВВЭР-1000 // Известия Томского политехнического университета [Известия ТПУ] – 2010. – Т. 317, № 4: Энергетика. – С. 25–28

2. *Shamanin I.V. & Kazaryan M.A.* Nuclide Kinetics Involving Hafnium and Gadolinium Nuclei in Long-Lived Isomeric States // Bull. Lebedev Phys. Inst. (2017) 44: 215

**DOI** 10.3103/S1068335617070077

3. БИБЛИОТЕКА ОЦЕНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ ФОНД-2.2 (Российская библиотека Файлов Оцененных Нейтронных Данных для генерации наборов констант в системе константного обеспечения БНАБ) <http://ultra.ippe.obninsk.ru:8097>

4. *G. Audi et al.* The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties. Nuclear Physics A – 1997. – V. 624. – p.p. 1–124



Отделение физических наук

М.А. Казарян, И.В. Шаманин

**О возможности нейтронной накачки активной среды,  
образованной стабильными изотопами гадолиния**

Формат 60 x 84/16

Гарнитура Таймс

Усл. печ. л. 0,75. Усл. изд. л. 0,3

Тираж 20 экз.

Издатель – Российская академия наук

Подготовлено к печати

Управлением научно-издательской деятельности РАН

Отпечатано на оборудовании Управления делами РАН

Издано в авторской редакции

Издается в соответствии с распоряжением  
президиума Российской академии наук  
от 24 октября 2017 г. №10106-765,  
распространяется бесплатно.