

УСИЛЕНИЕ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ОПТИЧЕСКИ ТОНКОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СРЕДЕ С ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ

Завершинский Д.И., Молевич Н.Е.

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет) (СГАУ),

Самарский филиал Физического института имени П.Н. Лебедева РАН

Аннотация

Ранее была рассмотрена возможность перекачки энергии из неустойчивых акустических волн в альфвеновские волны в результате трёхволнового взаимодействия одинаково направленных волн. В данной работе кратко описаны механизмы охлаждения и возможные сценарии нагрева оптически тонкой плазменной среды. В качестве модельной среды были выбраны верхние слои солнечной атмосферы. На основе двух моделей описывающих функцию охлаждения были получены температурные области, в которых возможно усиление акустических волн и рассчитаны инкременты усиления для каждого из возможных сценариев нагрева.

Ключевые слова: тепловая неустойчивость, усиление акустических волн, оптически тонкая плазма.

Введение

Верхние слои солнечной атмосферы представляют собой разреженную неравновесную плазменную среду, в которой могут реализовываться неустойчивости различной природы. В частности в солнечной атмосфере могут реализовываться различные типы тепловой неустойчивости, обусловленной зависимостью скоростей нагрева и охлаждения среды от температуры и плотности. Ниже более подробно будут описаны механизмы определяющие вид зависимостей скоростей нагрева и охлаждения среды от ее термодинамических параметров.

В данной работе мы будем исследовать волны в оптически тонкой плазме. Это значит, что вероятность вторичного поглощения испущенного в любой точке фотона мала, т.е. излучение свободно выходит из объема, а следовательно, скорость поглощения очень мала и ей можно пренебречь. Данное приближение обычно используется при исследовании межзвездных сред, верхних слоев атмосферы солнца (корона, иногда даже для хромосферы), а также в связи с термоядерными исследованиями. В качестве оптически тонкой среды в данной работе была выбрана солнечная корона.

Для того чтобы описать функциональную зависимость функции охлаждения, необходимо описать процессы протекающие в данной среде и определить ее светимость. Так как солнечная корона представляет собой неравновесную среду то к ней не применимо приближение локального теплового равновесия (ЛТР), при котором считается, что в среде выполняется распределение Максвелла, распределения Больцмана и формула Саха, а функция источника описывается формулой Планка. В солнечной короне выполняется лишь распределение Максвелла. В отличие от условий ЛТР, в корональных областях распределение относительной концентрации ионов не зависит от концентрации электронов N_e , поскольку скорость ионизации и рекомбинации одинаково зависят от N_e (т.е. они пропорциональны $\sim N_e$). В условиях же ЛТР преобладает трёхчастичная рекомбинация, ее скорость пропорциональна N_e^2 . Применительно к короне важно отметить, что энергия, излучаемая в линиях,

сконцентрирована в интервале длин волн примерно один ангстрем, интенсивность корональных линий примерно в 1000 раз больше интенсивности непрерывного спектра [1]. Корональные области имеют достаточно низкую электронную плотность ($N_e \sim 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$) и поскольку скорость тушащих столкновений пропорциональна N_e , то этими столкновениями можно пренебречь. В результате этого населенности уровней n_k (1) определяются балансом между возбуждения электронными ударами и спонтанными радиационными (излучательными) переходами. Так как эти процессы разной природы (в отличие от возбуждения и тушения электронами) то детальный баланс в среде не реализуется.

$$n_k = N_e \left(\frac{q_{0k}}{A_k} \right) e^{-(\epsilon_{k0}/kT)} \quad (1)$$

Здесь q_{0k} – сечение возбуждения, $A_k = \sum_{k'} A_{kk'}$ – полная вероятность излучательного распада уровня k , Зависимость населенности от температуры определяется, как и в случае ЛТР экспоненциальным фактором, однако существенным отличием является пропорциональность от концентрации электронов N_e и зависимость от скоростей элементарных процессов. Так как концентрация электронов считается меньше чем при тепловом равновесии, то возбуждение электронов осуществляется только из основного состояния. Светимость $L_{kk'}$ излучающего объема V плазмы в спектральной линии $k \rightarrow k'$ может быть записана как:

$$L_{kk'} = VN_H \alpha(X) n_z n_k A_{kk'} \epsilon_{kk'} \quad (2)$$

где $A_{kk'}$ – вероятность перехода $k \rightarrow k'$, N_H – концентрация водорода, $\alpha(X)$ – обилие элемента X относительно водорода, n_z – относительная концентрация ионов, $\epsilon_{kk'}$ – разница энергий уровней k и k' . Учитывая зависимость населенности уровней от параметров среды, светимость в линии может быть выражена как

$$L_{kk'} = VN_H N_e \alpha(X) n_z q_{0k} \left(\frac{A_{kk'}}{A_k} \right) \epsilon_{kk'} e^{-(\epsilon_{k0}/kT)} \quad (3)$$

На основе данной зависимости и может быть получена функция охлаждения $L(\rho, T)$ ($\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), которая с учетом размерности может быть записана как (4)

$$L(\rho, T) = \rho \lambda(T) = \chi^* \rho T^\alpha \quad (4)$$

Здесь ρ это плотность среды (плазма считается полностью ионизованной), функция $\lambda(T)$ (называемая эффективностью охлаждения) зависит только от температуры и химического состава и рассчитывается через элементарные процессы взаимодействия излучения и вещества. Величины χ^* и α представляют собой кусочные функции, зависящие от температуры. Параметризация данных величин могут быть легко найдена в литературных источниках [2, 3].

Проблема описания механизмов, приводящих к нагреву верхних слоев атмосферы солнца, до сих пор является не разрешённой. Как результат дать точный вид функций нагрева среды $Q(\rho, T)$ ($\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$), на данный момент не представляется возможным, в отличие от функции охлаждения. В нашем же исследовании мы рассмотрели существующие возможные сценарии нагрева [4]. Однако стоит отметить, что ни один из этих механизмов нагрева не описывает реальную мощность нагрева в полной мере. Обычно функцию нагрева для данных областей записывают в виде

$$Q(\rho, T) = h \rho^a T^b \quad (5)$$

Константы a и b определяются сценарием нагрева, величина h обычно определяется из равенства функций нагрева и охлаждения. В литературе выделяют следующие сценарии нагрева:

Сценарий 1. Постоянный нагрев на единицу объема ($a = -1, b = 0$);

Сценарий 2. Постоянный нагрев на единицу массы ($a = 0, b = 0$);

Сценарий 3. Нагрев в результате диссипации корональных токов ($a = 0, b = 1$);

Сценарий 4. Нагрев альфвеновскими волнами/преобразование моды ($a = 1/6, b = 7/6$);

Сценарий 5. Нагрев альфвеновскими волнами/аномальное уменьшение проводимости ($a = 1/2, b = -1/2$);

Коэффициенты записаны с учетом соответствующей размерности функции нагрева.

Суммарное влияние процессов нагрева и охлаждения описывается с помощью обобщенной функции выделения $\mathcal{Z}(\rho, T) = L(\rho, T) - Q(\rho, T)$. С помощью введения подобной функции и были рассмотрены возможные типы тепловой неустойчивости [5]. Всего существует три типа тепловой неустойчивости: изохорическая, изобарическая и изоэнтропическая [6, 7]. В данной работе мы исследовали влияние только изоэнтропической неустойчивости, изохорически и изобарически среда считалась устойчивой. При условии изоэнтропической неустойчивости (6) в областях сжатия магнитоакустической волны происходит дополнительное тепловыделение.

$$\left[\mathcal{Z}_{0\rho} / (\gamma_\infty - 1) + \mathcal{Z}_{0T} \right] < 0. \quad (6)$$

Такая положительная обратная связь между акустическими возмущениями и нагревом ведёт к усилению магнитоакустической волны [8].

Инкременты усиления

Как было показано ранее, наличие акустической неустойчивости приводит к усилению магнитоакустических волн, а так же может привести к генерации серии автоволновых импульсов [6, 7]. Более того неустойчивые акустические моды могут перекачивать энергию в несжимаемые альфвеновские волны [9, 10], которые могут переносить полученную энергию на большие расстояния. Ниже будут представлены результаты расчетов акустического инкремента (5) в высокочастотном пределе, для двух моделей охлаждения среды и пяти возможных сценариев нагрева. В качестве расчетного параметра был выбран именно высокочастотный предел, так как инкремент в данном пределе не зависит от частоты возмущения.

$$\alpha_\infty = \frac{1}{c_\infty} \frac{C_{V0}(c_\infty^2 - c_0^2)}{2c_\infty^2 C_{V\infty} \tau_0} \quad (7)$$

Здесь $C_{V\infty}$ – высокочастотная теплоёмкость при постоянном объеме, C_{V0} – эффективная низкочастотная теплоёмкость при постоянном объеме в тепловыделяющей среде [8], c_∞, c_0 – высокочастотная и низкочастотная скорость акустической волны, соответственно, τ_0 – характерное время нагрева.

В данной работе мы будем использовать две параметризации. Первая модель охлаждения была подробно описана в работе [2]. Данная параметризация функции охлаждения была получена на основе базы данных CHIANTI v7 [11], учитывающая населенности в корональной области [12] и ионизационное равновесие для постоянного давления 6.64 мПа. Вторая модель охлаждения использовалась в работе [3] и базируется на модели [13] и данных наблюдений представленных в работах Раймода [14].

Расчеты показали, что в случае, когда среда нагревается за счет постоянного нагрева на единицу объема (Сценарий 1) и когда среда нагревается за счет аномального уменьшения проводимости (Сценарий 5), то магнитоакустические волны всегда затухают на всем промежутке температур $10^4 \leq T < 10^8$ для обеих моделей охлаждения. Для сценариев нагрева 2-5 при обеих моделях охлаждения существуют области, где выполняется условие изоэнтропической неустойчивости. Для этих областей были рассчитаны инкременты нарастания магнитоакустических возмущений распространяющихся параллельно вектору магнитного поля. Ниже в Табл. 1-6 представлены области усиления и максимальный и минимальный инкременты в области. Максимальный инкремент соответствует наименьшей температуре в области, минимальный инкремент наоборот наибольшей.

Табл. 1. Области усиления и инкременты, соответствующие первой модели охлаждения и второму сценарию нагрева

Область усиления, К	Максимальный инкремент, см^{-1}	Минимальный инкремент, см^{-1}
$2 \cdot 10^6 \leq T < 3,98 \cdot 10^6$	$1,12 \cdot 10^{-14}$	$6,91 \cdot 10^{-16}$

Табл. 2. Области усиления и инкременты, соответствующие второй модели охлаждения и второму сценарию нагрева

Область усиления, К	Максимальный инкремент, см ⁻¹	Минимальный инкремент, см ⁻¹
$251000 \leq T < 631000$	$2,39 \cdot 10^{-11}$	$4,79 \cdot 10^{-13}$

Табл. 3. Области усиления и инкременты, соответствующие первой модели охлаждения и третьему сценарию нагрева

Область усиления, К	Максимальный инкремент, см ⁻¹	Минимальный инкремент, см ⁻¹
$15800 \leq T < 25100$	$3,25 \cdot 10^{-8}$	$5,70 \cdot 10^{-9}$
$251000 \leq T < 398000$	$1,38 \cdot 10^{-10}$	$2,21 \cdot 10^{-11}$
$1 \cdot 10^6 \leq T < 1 \cdot 10^6$	$9,33 \cdot 10^{-13}$	$9,35 \cdot 10^{-14}$
$2 \cdot 10^6 \leq T < 3,98 \cdot 10^6$	$2,89 \cdot 10^{-13}$	$1,80 \cdot 10^{-14}$
$1 \cdot 10^7 \leq T < 3,16 \cdot 10^7$	$8,31 \cdot 10^{-16}$	$1,52 \cdot 10^{-17}$

Табл. 4. Области усиления и инкременты, соответствующие второй модели охлаждения и третьему сценарию нагрева

Область усиления, К	Максимальный инкремент, см ⁻¹	Минимальный инкремент, см ⁻¹
$15600 \leq T < 31600$	$1,26 \cdot 10^{-8}$	$1,20 \cdot 10^{-9}$
$251000 \leq T < 631000$	$1,23 \cdot 10^{-10}$	$2,47 \cdot 10^{-12}$
$2 \cdot 10^6 \leq T < 3,16 \cdot 10^7$	$1,67 \cdot 10^{-14}$	$2,69 \cdot 10^{-18}$

Табл. 5. Области усиления и инкременты, соответствующие первой модели охлаждения и четвертому сценарию нагрева

Область усиления, К	Максимальный инкремент, см ⁻¹	Минимальный инкремент, см ⁻¹
$15800 \leq T < 25100$	$5,03 \cdot 10^{-8}$	$8,83 \cdot 10^{-9}$
$100000 \leq T < 125000$	$1,53 \cdot 10^{-10}$	$8,32 \cdot 10^{-11}$
$251000 \leq T < 398000$	$1,97 \cdot 10^{-10}$	$3,16 \cdot 10^{-11}$
$1 \cdot 10^6 \leq T < 2 \cdot 10^6$	$2,15 \cdot 10^{-12}$	$2,15 \cdot 10^{-13}$
$2 \cdot 10^6 \leq T < 3,98 \cdot 10^6$	$4,06 \cdot 10^{-13}$	$2,52 \cdot 10^{-14}$
$1 \cdot 10^7 \leq T < 3,16 \cdot 10^7$	$1,55 \cdot 10^{-15}$	$2,83 \cdot 10^{-17}$

Табл. 6. Области усиления и инкременты, соответствующие второй модели охлаждения и четвертому сценарию нагрева

Область усиления, К	Максимальный инкремент, см ⁻¹	Минимальный инкремент, см ⁻¹
$15600 \leq T < 31600$	$2,81 \cdot 10^{-8}$	$2,67 \cdot 10^{-9}$
$251000 \leq T < 631000$	$1,65 \cdot 10^{-10}$	$3,31 \cdot 10^{-12}$
$2 \cdot 10^6 \leq T < 3,16 \cdot 10^7$	$5,91 \cdot 10^{-14}$	$9,52 \cdot 10^{-18}$

Заключение

Ранее нами была рассмотрена возможность перекачки энергии из неустойчивых магнитоакустических волн в альфвеновские волны в результате трёхволнового взаимодействия одинаково направленных волн. В данной работе были представлены результаты расчетов инкрементов неустойчивых волн и определены области, в которых усиление магнитоакустических волн может иметь место. Было показано, что с увеличением температуры величина инкрементов уменьшается для обеих моделей охлаждения.

Благодарности

Работа поддержана Минобрнауки РФ в рамках в рамках Программы повышения конкурентоспособности СГАУ на 2013-2020 гг. и Государственного задания вузам

и научным организациям в сфере научной деятельности, проекты № 608, 1451, ГР 01201156352, грантами РФФИ 13-01-97001, 14-02-97030 р_поволжье_a и стипендией Президента РФ для молодых ученых и аспирантов, осуществляющих перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики 2013-2015 года.

Литература

1. **Сюняев, Р.А.** Физика космоса: Маленькая энциклопедия // – М.: Советская энциклопедия. – 1986. – 783 с.
2. **Soler, R.** Stability of thermal modes in cool prominence plasmas / R. Soler, J.L. Ballester, S. Parenti // *Astronomy & Astrophysics*. – 2012 – Vol. 540 – P. 6
3. **Ibanez, S.** Propagation of sound and thermal waves in a plasma with solar abundances / S.M.H. Ibanez, D.N.M. Sanchez // *Astrophysical Journal*. – 1992 – Vol. 396(2). – P. 717-724
4. **Rosner, R.** Dynamics of the quiescent solar corona / R. Rosner, W.H. Tucker, G.S. Vaiana // *Astrophysical Journal*. – 1978 – Vol. 220 – P. 643
5. **Field, G. B.** Thermal instability / G.B. Field // *Astrophysical Journal*. – 1965. – Vol. 142. – P. 531-567.
6. **Molevich, N.E.** Traveling self-sustained structures in interstellar clouds with the isentropic instability / N.E. Molevich, D.I. Zavershinsky, R.N. Galimov, V.G. Makaryan // *Astrophysics and Space Science*. – 2011. – Vol. 334(1). – P. 35-44.
7. **Zavershinsky, D.I.** Magnetoacoustic Autowave Pulse in a Heat-Releasing Ionized Gaseous Medium / D.I. Zavershinsky, N.E. Molevich // *Technical Physics Letters*. – 2013. – Vol. 39(8). – P. 676-679
8. **Молевич, Н.Е.** Вторая вязкость в термодинамически неравновесных средах / Н.Е. Молевич, А.Н. Ораевский // *ЖЭТФ*. – 1988. – Т. 94. – № 3. – С. 128-132.
9. **Завершинский, Д.И.** Параметрическое взаимодействие сонаправленных магнитоакустической и альфвеновской волн в условиях магнитоакустической неустойчивости / Д.И. Завершинский, Н.Е. Молевич // *Компьютерная оптика* – 2013. – Т. 37 - № 7. – С. 410 – 415.
10. **Zavershinsky, D.I.** Alfvén wave amplification as a result of nonlinear interaction with a magnetoacoustic wave in an acoustically active conducting medium / D.I. Zavershinsky, N. E. Molevich // *Technical Physics Letters*. – 2014. – Vol. 40(8). – P. 701-703
11. **Landi, E.** CHIANTI An Atomic Database for Emission Lines. XII. Version 7 of the Database. / E. Landi, G. Del Zanna, P.R. Young, K.P. Dere, H.E. Mason // *Astronomy & Astrophysics* - 2012. – Vol. 744. - P. 9
12. **Mazzotta, P.** Ionization balance for optically thin plasmas: Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to Ni / P. Mazzotta, G. Mazzitelli, S. Colafrancesco, N. Vittorio // *Astronomy & Astrophysics* -1998. – Vol. 133. - P. 403-409
13. **Vesecky, J.F.** Ionization balance for optically thin plasmas: Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to I / J.F. Vesecky, S.K. Antiochos, J.H. Underwood // *Astronomy & Astrophysics* - 1979. – Vol. 233. - P. 987-997
14. **Raymond, J. C.** Radiative cooling of a low-density plasma / J.C. Raymond, D.P. Cox, B.W. Smith // *Astrophysical Journal* - 1976. – Vol. 204. - P. 290-292

References

1. **Sunyaev, R.A.** Fizika Kosmosa: Malen'kaya enziklopedia. Moscow: "Sovetskaya enziklopedia" Publisher. – 1986. – 783 p. (in Russian)
2. **Soler, R.** Stability of thermal modes in cool prominence plasmas / R. Soler, J.L. Ballester, S. Parenti // *Astronomy & Astrophysics*. – 2012 – Vol. 540 – P. 6
3. **Ibanez, S.** Propagation of sound and thermal waves in a plasma with solar abundances / S.M.H. Ibanez, D.N.M. Sanchez // *Astrophysical Journal*. – 1992 – Vol. 396(2). – P. 717-724

4. **Rosner, R.** Dynamics of the quiescent solar corona / R. Rosner, W.H. Tucker, G.S. Vaiana // *Astrophysical Journal*. – 1978 – Vol. 220 – P. 643
5. **Field, G. B.** Thermal instability / G.B. Field // *Astrophysical Journal*. – 1965. – Vol. 142. – P. 531-567.
6. **Molevich, N.E.** Traveling self-sustained structures in interstellar clouds with the isentropic instability / N.E. Molevich, D.I. Zavershinsky, R.N. Galimov, V.G. Makaryan // *Astrophysics and Space Science*. – 2011. – Vol. 334(1). – P. 35-44.
7. **Zavershinsky, D.I.** Magnetoacoustic Autowave Pulse in a Heat-Releasing Ionized Gaseous Medium / D.I. Zavershinsky, N.E. Molevich // *Technical Physics Letters*. – 2013. – Vol. 39(8). – P. 676–679.
8. **Molevich, N.E.** Bulk viscosity in thermodynamically non-equilibrium media / N.E. Molevich, A.N. Oraevskiy // *Sov. Phys. JETP*. – 1988. – Vol. 94(3). – P. 128-132.
9. **Zavershinsky, D.I.** Parametrical interaction of codirectional magnetoacoustic and alfvén waves at magnetoacoustic instability / D.I. Zavershinsky, N.E. Molevich// *Computer Optics*. – 2013. – Vol. 37(7). – P. 410 – 415.
10. **Zavershinsky, D. I.** Alfvén wave amplification as a result of nonlinear interaction with a magnetoacoustic wave in an acoustically active conducting medium / D.I. Zavershinsky, N.E. Molevich // *Technical Physics Letters*. – 2014. – Vol. 40(8). – P. 701–703
11. **Landi, E.** CHIANTI An Atomic Database for Emission Lines. XII. Version 7 of the Database. / E. Landi, G. Del Zanna, P.R. Young, K.P. Dere, H.E. Mason// *Astronomy & Astrophysics* – 2012. – Vol. 744. – P. 9
12. **Mazzotta, P.** Ionization balance for optically thin plasmas: Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to Ni / P. Mazzotta, G. Mazzitelli, S. Colafrancesco, N. Vittorio // *Astronomy & Astrophysics* – 1998. – Vol. 133. – P. 403-409
13. **Vesecky, J.F.** Ionization balance for optically thin plasmas: Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to I / J.F. Vesecky, S.K. Antiochos, J.H. Underwood // *Astronomy & Astrophysics* – 1979. – Vol. 233. – P. 987-997
14. **Raymond, J. C.** Radiative cooling of a low-density plasma / J.C. Raymond, D.P. Cox, B.W. Smith // *Astrophysical Journal* – 1976. – Vol. 204. – P. 290-292.

AMPLIFICATION OF MAGNETOACOUSTIC WAVES IN OPTICALLY THIN PLASMA MEDIUM WITH THERMAL INSTABILITY

*Zavershinsky D.I., Molevich N. E.
Samara State Aerospace University
P.N. Lebedev Physical Institute of RAS, Samara Branch*

Abstract

Earlier, we demonstrated the possibility of energy transfer from unstable acoustic waves into Alfvén waves due to a process of three-wave interaction of collinear waves. In this paper, we briefly discuss cooling mechanisms and possible heating scenarios of an optically thin plasma medium. The upper layers of the solar atmosphere have been chosen as the model medium. By the use of two cooling function models we obtain temperature intervals in which the instability can take place and calculate acoustic increments for all heating scenarios.

Key words: thermal instability, amplification of acoustic waves, optically thin plasma

Данные об авторах



Завершинский Дмитрий Игоревич – родился в 1989 году, окончил с отличием Самарский государственный аэрокосмический университет им. С. П. Королёва (СГАУ), с 2012 года аспирант кафедры физики СГАУ. Область научных интересов механика жидкости газа и плазмы, акустика.

E-mail: dimanzav@mail.ru.

Zavershinsky Dmitriy Igorevich (b. 1989) graduated with honours from the Korolev's Samara State Aerospace University (SSAU) post-graduate student of physics department of SSAU. Area of research: mechanics of liquid, gas and plasma, acoustic



Молевич Нонна Евгеньевна – родилась в 1959 году, окончила с отличием Высшую школу физиков МИФИ – ФИАН в 1982 году. Является заведующим теоретическим сектором СФ ФИАН и профессором кафедры физики Самарского государственного аэрокосмического университета, e-mail: molevich@fian.smr.ru. Область научных интересов – нелинейная оптика, физика лазеров и нелинейная динамика неравновесных газовых сред. Опубликовала 200 научных работ. Лауреат Губернской премии 2002 года в области науки и техники за цикл работ «Акустика неравновесных сред», Лауреат Премии ФИАН за лучшую научную работу 2011 г. .

Molevich Nonna Evgenyevna (b. 1959) graduated with honours from the Higher Physics School of MIPhI - LPI of RAS. She is the head of the theoretical sector of P. N. Lebedev Physical Institute (Samara Branch) and professor of Physics Department in Samara State Aerospace University (SSAU), e-mail: molevich@fian.smr.ru. Her research interests are currently focused on the nonlinear optics, physics of lasers and nonlinear dynamics of nonequilibrium media. She is co-author of 200 scientific papers. She is the winner of the Provincial award of 2002 in the field of science and techniques for a cycle of works «Acoustics of nonequilibrium media» and the winner of P. N. Lebedev Physical Institute award of 2011.

Поступила в редакцию 29 сентября 2014г.