

УДК 523.98, 533.951

**ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛНОВОГО ПОТОКА НА ФОТОСФЕРНОМ УРОВНЕ
В ЭПОХУ МИНИМУМА АКТИВНОСТИ ЦИКЛА**

¹В.Г. Еселевич, ¹М.В. Еселевич, ²Н.В. Кучеров, ²В.А. Романов, ²Д.В. Романов,
²К.В. Романов, ²И.В. Семенов

**GENERATION OF ACOUSTIC WAVES AT THE PHOTOSPHERIC LEVEL
AT SOLAR MINIMUM**

¹V.G. Eselevich, ¹M.V. Eselevich, ²N.V. Kucherov, ²V.A. Romanov,
²D.V. Romanov, ²K.V. Romanov, ²I.V. Semyonov

В работе описан физический механизм устойчивых нелинейных колебаний магнитных полей вблизи фотосферного уровня. Колебания реализуются в дозвуковом режиме и генерируют слабые ударные волны на фотосферном уровне.

In this paper we describe the physical mechanism of stable nonlinear oscillations of magnetic fields near the photospheric level. The oscillations are realized in the subsonic regime and generate weak shock waves at photospheric level.

Введение и постановка задачи

Проникновение (всплывание) магнитных полей из нижних слоев конвективной зоны в атмосферу Солнца полностью определяет феномен солнечной активности [Соколов и др., 2009]. Прямое численное моделирование процесса подъема магнитных полей затруднено изменением значений газодинамических параметров в широких диапазонах в пределах конвективной зоны [Christensen-Dalsgaard et al., 1996]. В настоящее время уже появились работы, где распределенное поле описывается с помощью упрощенных МГД-моделей, но поддающийся моделированию диапазон глубин очень мал [Романов, Романов, 2008].

В настоящей работе подъем магнитного поля от основания конвективной зоны в атмосферу Солнца исследуется в приближении модели тонкой магнитной трубки, расположенной в незамагнитченной стратифицированной идеальной плазме [Алексеевко и др., 2004]. Изучается развитие неустойчивости медленных мод колебаний в нелинейной фазе вплоть до стадии насыщения [Соколов и др., 2009]. Алгоритм численного решения задачи детально описан в работе [Романов, Романов, 2008]. В настоящей работе исследуется развитие неустойчивости медленной волны (неустойчивости Паркера [Parker, 1984]) для младших гармоник ($m \leq 8$). Численные расчеты обнаруживают реализацию квази-гармонических колебаний верхней части всплывающей арочной структуры магнитного поля ниже фотосферного уровня для всего выделенного спектрального диапазона. Колебания верхней части магнитной трубки близки линейным колебаниям математического маятника в потенциальной яме [Ландау, Лифшиц, 1988]. В приближении модели тонкой магнитной трубки можно рассчитать потенциальную энергию, соответствующую данному колебательному процессу. Нелинейные колебания магнитной трубки генерируют слабые ударные волны, проникающие через фотосферный уровень в солнечную атмосферу.

Физический механизм нелинейных колебаний магнитной трубки

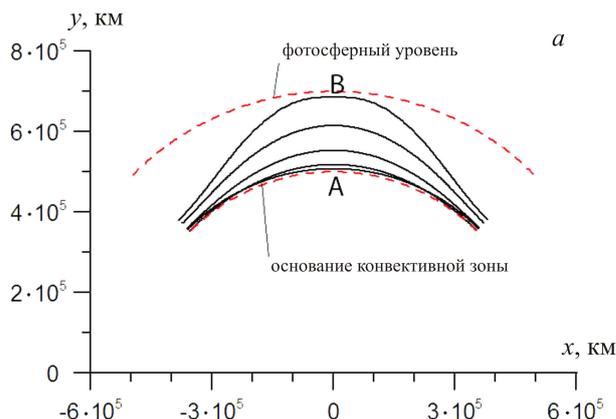
В математической модели тонкой магнитной трубки уравнение движения в приближении недис-

сипативной магнитной газодинамики содержит только две силы [Алексеевко и др., 2004] – силу Архимеда и силу натяжения магнитных силовых линий:

$$\rho_i \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{H \sigma \rho_i}{4\pi} \frac{\partial}{\partial S} (H \vec{l}) + (\rho_i - \rho_{\text{ext}}) \vec{g}(r). \quad (1)$$

Удобно разобрать процесс генерации колебаний под действием этих двух сил на конкретном примере. На рис. 1 представлены результаты расчета нелинейной фазы развития неустойчивости Паркера магнитной трубки в экваториальной плоскости Солнца с начальными параметрами $m=4$, $H_0=2 \cdot 10^6$ Гс. Глубина потери устойчивости – $h=-18\,8000$ км для модели внутреннего строения Солнца из работы [Christensen-Dalsgaard et al., 1996]. Процесс генерации устойчивых колебаний включает две фазы (рис. 1): полное разворачивание арочной структуры магнитного поля до стадии полного торможения в верхних слоях конвективной зоны (рис. 1, а); опускание верхней части арочной структуры до стадии полного торможения (рис. 1, б). После этого верхняя часть арки начинает совершать устойчивые колебания в указанном диапазоне глубин (CD) (рис. 1, в).

Разберем стадии формирования колебательного процесса более детально. Проанализируем динамику подъема центральной точки арочной структуры магнитного поля на рис. 1. Разделим левую и правую части уравнения (1) на плотность газа ρ_i и проследим за ускорением магнитной трубки. На рис. 2 представлены распределения составляющей ускорения силы Архимеда (рис. 2, а), составляющей ускорения



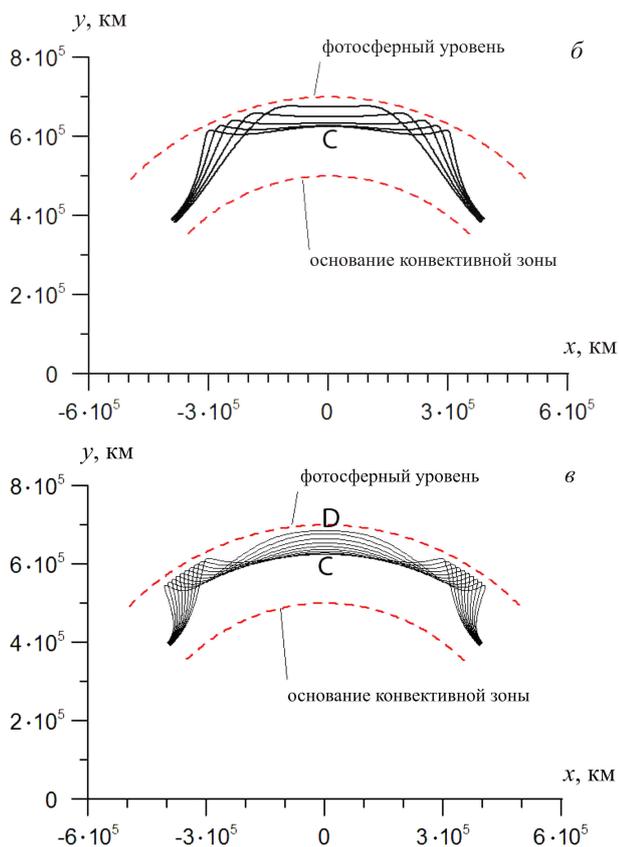


Рис. 1.

силы натяжения магнитного поля (рис. 2, б), результирующего ускорения (рис. 2, в) центральной точки арочной структуры в зависимости от глубины конвективной зоны на первой стадии подъема трубки до первоначального полного торможения (см. рис. 1, а). Архимедова составляющая ускорения строго соответствует физике формирования конвективных течений в конвективной зоне [Christensen-Dalsgaard et al., 1996]: ускорение в положении равновесия равно нулю, далее медленно нарастает из-за конвективной неустойчивости, в верхних слоях конвективной зоны меняет знак и становится отрицательным, формируя возвратные течения в конвективных ячейках. Ускорение за счет натяжения силовых линий всегда отрицательно, поскольку магнитное поле на этой стадии подъема выпукло вверх (рис. 1, а). Начальное значение ускорения не равно нулю из-за кривизны положения трубки в экваториальной плоскости. При последующем подъеме кривизна растет и модуль ускорения также увеличивается. В дальнейшем становится существенным следующий фактор: кривизна силовых линий в центральной части арочной структуры только увеличивается, но при подъеме магнитная трубка расширяется и напряженность поля в ней резко падает. Этот фактор становится доминирующим: ускорение за счет натяжения силовых магнитных линий по модулю падает, оставаясь при этом отрицательным. На всех стадиях подъема составляющая ускорения силы Архимеда превышает составляющую ускорения силы натяжения и полностью определяет результирующее ускорение (рис. 2, в).

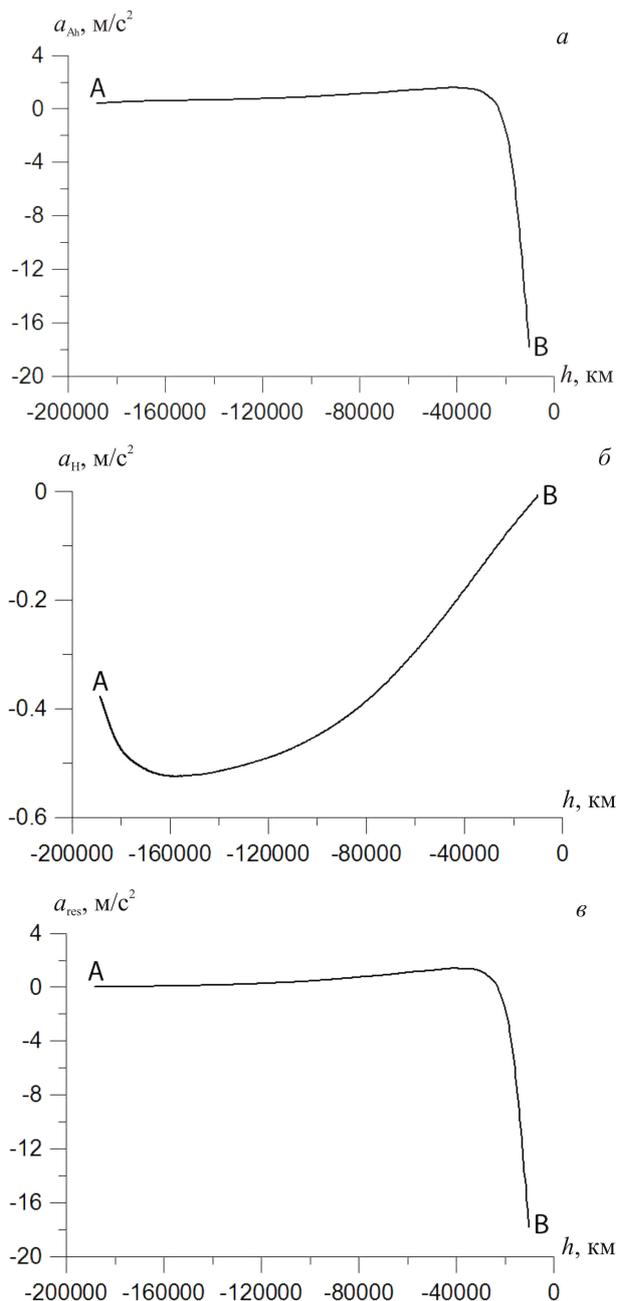


Рис. 2. Распределения архимедовой составляющей ускорения (а), ускорения за счет натяжения силовых магнитных линий (б), результирующего ускорения (в) в зависимости от глубины на первоначальной стадии подъема.

Полностью колебательный процесс формируется на стадии первого опускания верхней части арочной структуры (см. рис. 1, б). Архимедова составляющая ускорения строго обратима по времени и пространству (см. рис. 2, а), а составляющая ускорения за счет натяжения силовых магнитных линий меняет знак из-за изменения кривизны линий (кривизна силовых линий направлена вниз (см. рис. 1, б, рис. 3, а)). Сила Архимеда и сила натяжения действуют разнонаправленно, и трубка не может вернуться в исходное положение (А). Трубка начинает совершать колебания вблизи фотосферного уровня (рис. 3, в) с дозвуковыми скоростями (рис. 3, б).

Введем для данного колебательного процесса стандартным образом потенциальную энергию [Ландау,

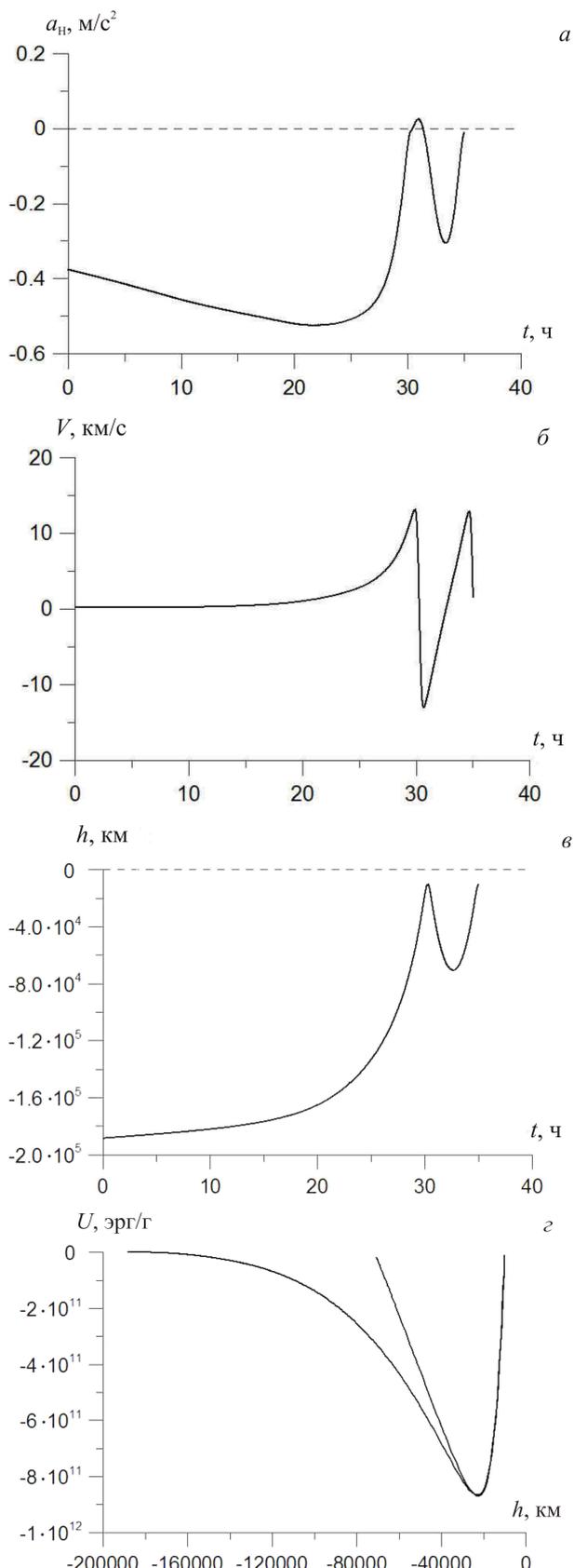


Рис. 3. Распределения ускорения силы натяжения магнитного поля (а), скорости колебания верхней части арочной структуры (б), отклонения верхней части арочной структуры от фотосферного уровня (в) в зависимости от времени и удельной потенциальной энергии в зависимости от глубины (г).

а Лифшиц, 1988]: $dU = -\vec{F}d\vec{r}$. В уравнении движения (1) левую и правую часть разделим на ρ_i – плотность газа в трубке – и рассчитаем удельную потенциальную энергию $dU = -\vec{a}d\vec{r}$ (в эрг/г). На рис. 3, г представлены результаты расчета удельной потенциальной энергии: на стадиях первого опускания (СВ, см. также рис. 1, б) и второго подъема (ВД) потенциальная яма полностью формируется. После этого процесс колебаний становится устойчивым (рис. 3, б, в).

Заключение

В результате работы определен физический механизм устойчивых нелинейных колебаний магнитных полей ниже фотосферного уровня. Колебания реализуются в устойчивом режиме и генерируют слабые ударные волны, проникающие через фотосферный уровень в солнечную хромосферу. Расчеты потенциальной ямы в конкретном режиме колебаний обнаружили высокий запас удельной потенциальной энергии магнитных полей, расположенных в непосредственной близости от фотосферного уровня ($\approx 10^{12}$ эрг/г). Эта энергия может использоваться различными способами: на генерирование волнового потока на фотосферном уровне [Прист, 1982], на реализацию вспышечных процессов [Обридко, 1985].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Алексеев С.В., Дудникова Г.И., Романов В.А. и др. Неустойчивости медленной и быстрой волны магнитных полей на различных глубинах зоны динамо // Солнечно-земная физика. 2004. Вып. 6. С. 43–47.
 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1988. 215 с.
 Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука, 1985. 255 с.
 Прист Э.С. Солнечная магнитогазодинамика. М.: Мир, 1982. 608 с.
 Романов Д.В., Романов К.В. Построение численной модели тонкой магнитной трубки с помощью гамильтонова формализма // Вычислительные технологии. Новосибирск: ИВТ СО РАН, 2008. Т. 13, № 3. С. 91–113.
 Соколов В.С., Романов В.А., Романов Д.В. и др. Вынос магнитных полей на фотосферный уровень и формирование конвективных течений в присутствии магнитного поля // Труды Байкальской международной научной школы по фундаментальной физике. XI Конференция молодых ученых. Иркутск, 2009. С. 276.
 Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S.V., et al. The current state of Solar modeling // Science. 1996. V. 272. P. 1286.
 Parker E.N. Stellar fibril magnetic system. I. Reduced energy state // Astrophys. J. 1984. V. 283. P. 343–348.

¹Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск
²Красноярский государственный педагогический университет, Красноярск