

**ОБМЕН ЭНЕРГИИ МЕЖДУ УНЧ-ВОЛНАМИ И ЧАСТИЦАМИ:
ДРЕЙФОВЫЙ И БАУНС-ДРЕЙФОВЫЙ РЕЗОНАНС**

¹**Е.Е. Смотров**, ²**Д.Ю. Климушкин**, ²**П.Н. Магер**

¹Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия
katerina.smotrova@mail.ru

²Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

**ENERGY EXCHANGE BETWEEN ULF-WAVES AND PARTICLES:
DRIFT AND DRIFT-BOUNCE RESONANCE**

¹**E.E. Smotrova**, ²**D.Yu. Klimushkin**, ²**P.N. Mager**

¹Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
katerina.smotrova@mail.ru

²Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

Аннотация. При помощи численных методов была исследована динамика движения заряженных частиц в УНЧ-волнах при различных видах резонансов, возникающих при взаимодействии «волна-частица». Используя экваториальное приближение движения заряженной частицы в дипольном магнитном поле, нами был определен алгоритм определения резонансной энергии. Результаты работы могут быть применены для более глубокого понятия механизма обмена энергией между УНЧ-волной и частицами.

Ключевые слова: магнитосфера. УНЧ-волны, взаимодействие волна-частица, дрейфовый резонанс, баунс-резонанс, баунс-дрейфовый резонанс.

Аннотация. In this paper the dynamics of the motion of charged particles in ULF-waves was studied with various types of resonances arising from the wave-particle interaction. Using the equatorial approximation of the motion of a charged particle in a dipole magnetic field, we determined the algorithm to find the resonant energy. The obtained results can be applied to a deeper understanding of the mechanism of energy exchange between the ULF wave and particles.

Ключевые слова: magnetosphere, ULF-waves, wave-particle interaction, drift resonance, bounce-resonance, drift-bounce resonance.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в магнитосфере можно зарегистрировать большой спектр ультранизкочастотных (УНЧ) колебаний, которые иначе называют геомагнитными пульсациями. Один из видов геомагнитных пульсаций являются пульсации с длинным периодом, которые в свою очередь разделяют на азимутально мелкомасштабные ($m \sim 1$) и крупномасштабные ($m \gg 1$) волны.

Физическим основанием для такой классификации служит различие в источниках их возбуждения. Если генерация мелкомасштабных волн происходит за счет явления резонанса силовой линии, то для формирования крупномасштабных волн он не эффективен. Это означает, что должны существовать внутренние источники их происхождения. Одним из таких источников может быть взаимодействие волн с энергетическими частицами, совершающими дрейф в азимутальном направлении. Данный вопрос интересен тем, что в результате взаимодействия может происходить два диаметрально противоположных процесса: усиление или затухание УНЧ-волны. При этом временное изменение энергии частицы можно описать выражением:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = q \vec{v}_d \vec{E}_0 + q \vec{u}_d \vec{E}_1 + \mu \frac{\partial B_\perp}{\partial t} \quad (1)$$

где q — электрический заряд, ε — кинетическая энергия, $\mu = m v_\perp^2 / 2B$ — магнитный момент, \vec{u}_d — скорость дрейфа в неоднородном магнитном поле. Наиболее эффективный обмен энергии между

УНЧ-волной и частицей может происходить при выполнении условия баунс-дрейфового резонанса:

$$\omega - m \bar{\omega}_d - k \omega_b = 0 \quad (2)$$

где ω — частота УНЧ-волны, $\bar{\omega}_d$ — угловая скорость дрейфа, усредненная по баунс-колебаниям, k — число, m — азимутальная мода колебаний, ω_b — баунс-частота [Southwood, 1969]. Подробное теоретическое описание взаимодействия УНЧ-волн с энергетическими частицами рассмотрено в работах [Southwood, Kivelson, 1981, 1982].

Целью данной статьи является исследование динамики движения частицы в поле УНЧ-волны численными методами при различных видах резонансов. При численном моделировании движения частицы в магнитном поле Земли и определением резонансной энергии использовалось экваториальное приближение.

**МОДЕЛЬ СРЕДЫ
И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ**

Для расчетов использовалось дипольное приближение магнитного поля Земли, при которой индукция магнитного поля Земли задается следующим образом:

$$B = \frac{B_0}{L^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta} \cos^6 \theta \quad (3)$$

где B_0 — индукция магнитного поля на экваторе, L — расстояние от геомагнитного экватора в радиусах Земли, θ — геомагнитная широта.

При задании волнового уравнения УНЧ-волны считалось, что она направлена азимутально. Ионосферу будем считать симметричной, т. е. при определенной заданной геомагнитной широте θ_I волна отражается от ионосферы и меняет свое направление. Исходя из всего вышесказанного, уравнение УНЧ-волны будет иметь вид:

$$E_{\perp} = E_0 \cos(\omega - m\varphi) \sin\left(\frac{\pi N}{2\theta_I}(\theta - \theta_I)\right), \quad (4)$$

где $\theta_I = \arccos\left(L^{-\frac{1}{2}}\right)$ — геомагнитная широта отражения (граница ионосферы), N — номер гармоники. На рис. 1 представлена конфигурация электрического поля УНЧ-волны в зависимости от N . По рис. 1 видно, что для главной гармоники поле симметрично относительно экватора, а для второй гармоники — антисимметрично.

С учетом того, что кинетическая энергия частицы и магнитный момент инвариантны, то питч-угол частицы α в любой точке магнитной силовой линии определяется значением экваториального питч-угла α_0 . Скорость азимутального дрейфа частицы, задается выражением:

$$u_d = \frac{6\varepsilon L^2}{qR_{\oplus} B_0} \times \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha_0 \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta}}{2 \cos^6 \theta}\right) \frac{\cos^5 \theta (1 + \sin^2 \theta)}{(1 + 3 \sin^2 \theta)^2}. \quad (7)$$

Для того чтобы взять интеграл (1) необходимо определить в явном виде зависимость от времени геомагнитной широты $\theta(t)$ и долготы $\varphi(t)$. В экваториальном приближении движение частицы можно представить следующим образом:

$$\varphi = \omega_d t + \varphi_0 = \frac{3\varepsilon(2 - \sin^2 \alpha_0)}{qB_{0L}(LR_{\oplus})^2} t + \varphi_0, \quad (8)$$

$$\theta(t) A \sin(\omega_B t) \frac{\sqrt{2}}{3 \operatorname{tg}(\alpha_0)} \sin\left(\frac{3 \sin \alpha_0}{LR_{\oplus}} \sqrt{\frac{\varepsilon}{m_{\text{par}}}} t\right). \quad (9)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

При вычислениях были приняты следующие параметры: $L=6.6$ (геостационарная орбита), начальный экваториальный питч-угол частицы $\alpha_0=65^\circ$, УНЧ-волна имеет период 4 мин и рассматривается главная гармоника $N=1$. Все расчеты были проведены для протона. Вид резонанса определяется различными значениями азимутального числа m и числа k : при баунс-резонансе были приняты следующие значения $k=2, m=0$; при дрейфовом резонансе — $k=0, m \neq 0$; при баунс-дрейфовом резонансе $k=2, m \neq 0$.

Для более детального понимания механизма обмена энергией между УНЧ-волнами и энергетическими частицами поясним на примере случая баунс-резонанса, представленного на рис. 2.

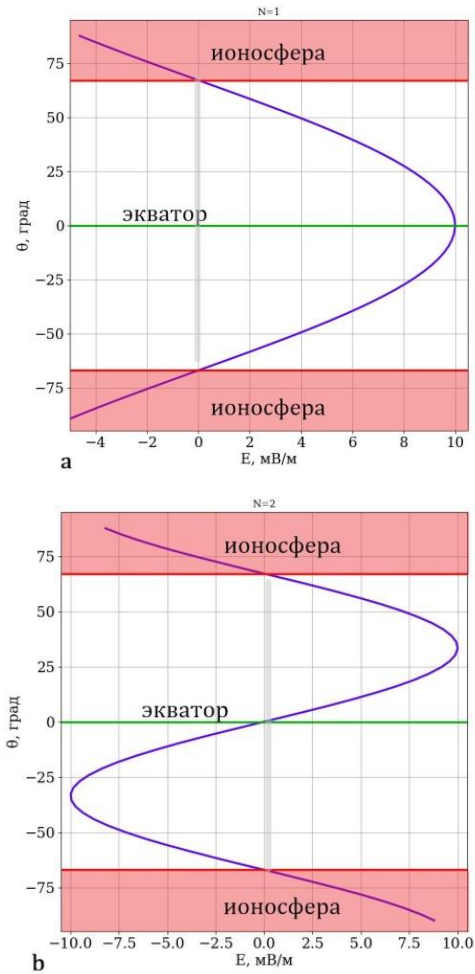


Рис. 1. Конфигурация электрического поля УНЧ-волны в зависимости от номера гармоники N : a — $N=1$ (главная гармоника); b — $N=2$ (вторая гармоника)

Проследим динамику частицы с момента $t=3$ мин. В первой половине периода УНЧ-волны частица находится в области, где УНЧ-волна имеет ориентацию восток-запад (рис. 2, d). Приближаясь к экватору, скорость дрейфа частицы достигает своего максимума (рис. 2, c). За это промежуток времени частица ускоряется, отбирая энергию у УНЧ-волны. После прохождения максимума электрического поля, одновременно с максимумом скорости дрейфа, темп увеличения энергии уменьшается. За этот промежуток времени энергия частицы увеличивается на величину порядка 5 эВ. На второй половине периода ориентация поля УНЧ-волны меняется на противоположное (рис. 2, d). Сама частица проходит вблизи зеркальных точек (рис. 2, b), при этом ее скорость дрейфа уменьшается до минимальной величины (рис. 2, c). Таким образом, частица замедляется и за вторую половину периода УНЧ-волны энергия частицы уменьшается на величину порядка 3 эВ. Тогда, за полный период баунс-колебания, равного двум периодам УНЧ-волны, энергия частицы увеличивается на величину равную 4 эВ. Однако, на рис. 2, d не видно затухания УНЧ-волны, что связано с медленным темпом уменьшения энергии УНЧ-волны и для того, чтобы заметить уменьшение периода, необходимо проследить динамику частицы за больший промежуток времени.

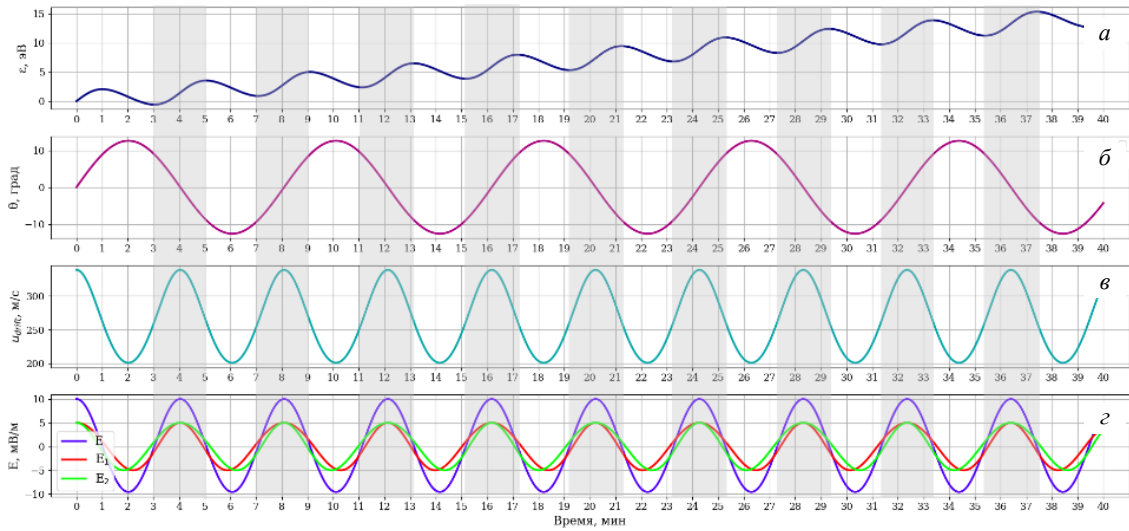


Рис. 2. Динамика частиц в УНЧ-волнах при баунс-дрейфовом резонансе с параметрами $\epsilon=422.18$ эВ, $m=36$ и $\varphi_0=0^\circ$: *a* — изменение энергии частицы со временем $\epsilon(t)$; *б* — баунс-движение частицы $\theta(t)$; *в* — дрейфовая скорость частицы с течением времени $u_d(t)$; *г* — амплитуда УНЧ-волны $E(t)$ и ее компоненты

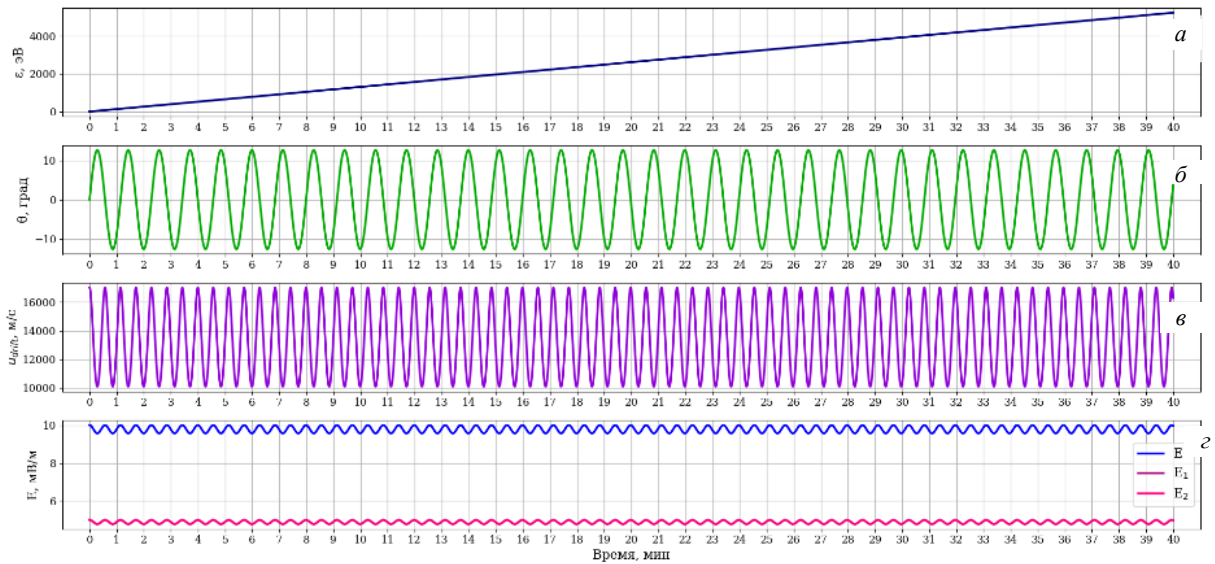


Рис. 3. Динамика частиц в УНЧ-волнах при дрейфовом резонансе с параметрами $\epsilon=22.2$ эВ, $m=65$ и $\varphi_0=0^\circ$: *a* — изменение энергии частицы со временем $\epsilon(t)$; *б* — баунс-движение частицы $\theta(t)$; *в* — дрейфовая скорость частицы с течением времени $u_d(t)$; *г* — амплитуда УНЧ-волны $E(t)$

В случае баунс-резонанса динамика частицы при движении в поле УНЧ-волны имеет схожий вид, при этом не зависимо от начальной геомагнитной широты энергия частицы увеличивается, т. е. происходит затухание УНЧ-волны. В случае дрейфового резонанса или баунс-дрейфового резонанса при больших энергиях не наблюдается колебания энергии у частицы (рис. 3), как на рис. 2, что объясняется тем, что за один период баунс-колебаний увеличение энергии значительно превышает ее убыль и за один баунс-период колебаний энергия УНЧ-волны уменьшается на величину порядка 150 эВ. Также, на рис. 3, *г* можно отметить затухание УНЧ-волны, характеризующееся уменьшением амплитуды и периода волны.

В нерезонансных случаях наблюдаются колебания энергии частицы, при этом период колебаний

тем меньше, чем дальше энергия частицы от резонансной. При баунс- и баунс-дрейфовом резонансе параметры УНЧ-волны не меняются. Однако при рассмотрении нерезонансных энергий при дрейфовом резонансе можно отметить изменение параметров УНЧ-волны в зависимости от начальной геомагнитной широты. Это говорит о том, что обмен энергиями при дрейфовом резонансе является наиболее эффективным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, численными методами была подтверждена справедливость условия баунс-дрейфового резонанса (2) и исследован механизм обмена энергией между УНЧ-волнами и частицами. Работы Д.К. и П.М. выполнялась по Программе фундамен-

тальных исследований государственных академий наук Российской Федерации на 2013–2020 гг. (проект № П.12).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Southwood D.J., Dungey J.W., Etherington R.J. Bounce resonant interactions between pulsations and trapped particles // *Planet. Space Sci.* 1969. V. 17. P. 349–361.

Southwood D.J., Kivelson M.G. Charged particle behavior in low-frequency geomagnetic pulsations. I. Transverse waves // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. P. 5643–5655.

Southwood D.J., Kivelson M.G. Charged particle behavior in low-frequency geomagnetic pulsations. II. Graphical approach // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. P. 1707–1710.