

УДК 550.510.535

УВЕЛИЧЕНИЕ ОШИБОК ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ С РОСТОМ МОЩНОСТИ СИГНАЛА ГЛОБАЛЬНЫХ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМ

© 2023 г. Г. В. Голубков^{1, 2*}, А. А. Берлин¹, Ю. А. Дьяков^{1, 3}, И. В. Карпов⁴,
А. А. Лушников⁵, И. Г. Степанов¹, М. Г. Голубков¹

¹Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова Российской академии наук, Москва, Россия

²Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³Исследовательский центр экологических изменений, Академия Синика, Тайбэй, Тайвань

⁴Калининградский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук, Калининград, Россия

⁵Геофизический центр Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: golubkov@chph.ras.ru

Поступила в редакцию 04.04.2023;

после доработки 15.05.2023;

принята в печать 22.05.2023

В настоящее время разработчиками глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) прилагаются значительные усилия для решения ряда фундаментальных проблем. Однако игнорирование исследователями целой совокупности протекающих в ионосфере неравновесных физико-химических процессов, которые влияют на распространение спутниковых сигналов, зачастую не позволяют продвинуться в их решении. В данной работе обсуждены основные химические реакции, протекающие в нижней ионосфере Земли с участием ридберговских состояний молекул O_2 , N_2 и NO . Дано объяснение физической причины временной задержки спутникового сигнала, приводящей к ошибкам позиционирования ГНСС. Предложен квантовый подход, посредством которого осуществляется переход от традиционного представления о распространении радиоволн к движению соответствующих фотонов. В этом случае эффективное время задержки при резонансном рассеянии фотона определяется характерным временем жизни промежуточных автоионизационных состояний колебательно-возбужденных ридберговских комплексов. Величина времени жизни обусловлена наличием сильной неадиабатической связи электронного и ядерного движений в промежуточных состояниях комплекса, которая не зависит от напряженности внешнего поля, создаваемого передатчиком ГНСС.

Ключевые слова: D- и E-слои ионосферы, колебательно-возбужденные ридберговские комплексы, автоионизационные состояния, глобальные навигационные спутниковые системы, ошибки позиционирования, мощность сигнала.

DOI: 10.31857/S0207401X23100072, EDN: PFXHCK

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования физико-химических процессов, протекающих в нижних слоях атмосферы на высотах 30–40 км и обусловленных влиянием различных природных явлений (землетрясений, извержений вулканов, метеорологических возмущений и т.д.), осуществляются с помощью радиозондов, радиопилотов и рядом других способов. На больших высотах используются ракеты и искусственные спутники Земли, в которых измерительные приборы обладают более высокой чувствительностью.

Ракеты с малым весом научной аппаратуры обычно поднимаются до высот 60–120 км и назы-

ваются *метеорологическими*. Приборы здесь размещаются в носовой части ракеты, которая при достижении необходимой высоты отделяется от корпуса ракеты и опускается вниз на поверхность Земли с помощью парашюта. Во время полета специальные датчики автоматически передают результаты измерений на Землю. Для измерений на больших высотах ионосферы (до 750 км и выше) используются баллистические *геофизические* ракеты, в которых научная аппаратура также доставляется на Землю парашютами.

При проведении таких исследований широко применяются глобальные навигационные спут-

никовые системы (ГНСС), среди которых наиболее распространенными являются ГЛОНАСС (Россия), Beidou (Китай) и GPS (США). Эти системы используются для определения местоположения в любой точке земной поверхности с применением специальных навигационных или геодезических приемников. Однако они обладают характерными особенностями, которые затрудняют проведение систематического анализа полученных результатов.

В первую очередь это касается эффекта “временной задержки” спутниковых сигналов [1–3]. Ионосферные задержки сигналов спутниковой навигации и связанные с ними ошибки позиционирования определяются распределением электронной концентрации на трассе спутник–приемник [4]. Длительные исследования вертикальной структуры ионосферы с применением ионозондов позволили накопить обширный экспериментальный материал о распределении электронной концентрации ниже максимума F2-слоя ионосферы (т.е. ниже 400 км от поверхности Земли). Распределение электронов выше этого максимума известно значительно хуже. Отдельные данные о структуре ионосферы выше 400 км были получены в экспериментах по зондированию ионосферы со спутников. Однако этих данных вследствие отсутствия регулярных наблюдений оказалось недостаточно для эмпирического моделирования структуры верхней ионосферы [5]. В настоящее время активно проводятся наблюдения, позволяющие восстановить структуру верхней ионосферы по сигналам спутников GPS, принимаемых как на спутниках, находящихся на околоземных орбитах, так и на наземных станциях. Так, например, в работе [6] была рассмотрена задача о восстановлении профиля электронной концентрации в ионосфере по наблюдениям сигналов спутников GPS, которая решалась методами томографии [7]. Как было отмечено в обзоре [8], исторически этот метод серьезно разрабатывался в России и активно применяется вплоть до настоящего времени [9–14].

Использование методов оценки ионосферных задержек [15–17] и соответствующей корректировки спутниковых сигналов [18, 19] значительно способствует улучшению точности измерений и навигации. Такие исследования представляют собой быстро развивающееся направление работ по изучению околоземного пространства и активно ведутся в ряде научных центров, где накоплен обширный материал по различным алгоритмам восстановления профиля электронной концентрации и созданы методы прогнозирования космической погоды [11–13, 20–30].

Глобальные навигационные спутниковые системы позволяют определять географическое положение точки в пространстве, которое задается с

помощью трех координат. С этой целью должны приниматься постоянно передающиеся сигналы от различных искусственных спутников, вращающихся по 12-часовым орбитам на высотах от 20 до 30 тыс. км. С помощью полученной информации определяется расстояние до каждого спутника, их взаимное расположение и вычисляются координаты точки. Поэтому приемник должен принимать сигналы от не менее чем трех ближайших к нему спутников. Например, для определения координат на поверхности Земли в открытой местности достаточно трех спутников, а для определения высоты над уровнем моря – четырех. Заметим, что двумя основными рабочими гражданскими частотами системы GPS являются

$$L_1 = 1.57542 \text{ ГГц и } L_2 = 1.22760 \text{ ГГц.} \quad (1)$$

По данным спутниковых сигналов восстанавливается интегральное содержание электронов на трассе спутник–приемник. Восстановление профиля требует решения обратной задачи на основании систематической априорной информации, которая в настоящее время фактически отсутствует. Как правило, здесь применяется простое теоретическое описание, основанное на упрощенных модельных представлениях о процессах ионизации и диффузии электронов в ионосфере. В рамках таких представлений практически во всех эмпирических подходах используются функциональные зависимости электронной концентрации от высоты.

Рост ошибок позиционирования систем ГНСС в периоды повышения солнечной активности может происходить как в течение короткого (продолжительностью 15–40 мин), так и длительного времени (на протяжении нескольких часов). В первом случае ошибки возникают за счет излучения, приходящего от солнечной вспышки, либо в момент прохождения солнечного терминатора [31, 32]. Второй вариант реализуется через 30–36 ч после момента вспышки и инициируется процессами в ионосфере либо в периоды метеорологических возмущений [33]. При более сильных геомагнитных возмущениях сигнал на приемнике GPS может полностью исчезать на достаточно продолжительное время [14]. Так, например, по данным, полученным в обсерватории Сао-Луис (Бразилия) в период с 16.00 15 сентября по 01.00 16 сентября 2011 года, сигнал GPS на приемнике 5 раз спорадически исчезал на 5–30 мин. При этом горизонтальная ошибка позиционирования на протяжении этих суток существенно превышала величину 50 м [34]. Тем не менее позиционирование по сигналам ГНСС в настоящее время активно развивается и позволяет получать достаточно высокие показатели точности. Это достигается за счет увеличения числа спутников над приемником, коррекции их часов и использования другой дополнительной информации [18, 35].

Все вышесказанное свидетельствует о том, что на данный момент понимание физических причин задержки радиосигналов в ионосфере ограничивается недостатками экспериментальных данных о параметрах среды в возмущенных условиях, а также упрощенным представлением о взаимодействии электромагнитных волн со средой распространения в ионосферной плазме, содержащей ридберговские атомы и молекулы [15, 36–38].

Следующим явлением, заслуживающим внимания, является увеличение мощности сигнала GPS, проходящего на приемник в период повышения солнечной активности. Так, в работе [14] приведены результаты измерений временных зависимостей мощностей сигнала GPS и интегрального числа отказов на приемнике во время геомагнитного возмущения 15 июля 2000 года. Наблюдалось увеличение интенсивности принимаемого сигнала по отношению к мощности сигнала передатчика приблизительно в три раза. Более того, с ростом интенсивности принимаемого сигнала происходило увеличение и интегрального числа отказов. Объяснения причины такого поведения интенсивностей авторами, по существу, не было дано.

Интересные результаты были получены радиозатменным методом, когда сигнал на частоте L_1 передавался со спутника GPS на спутники FORMOSAT-3/COSMIC [39]. Специфическое поведение отношения сигнал/шум наблюдалось на высотах от 60 до 110 км. По нашему мнению, основными физическими причинами возникновения сцинтилляций являются следующие. Во-первых, это связано с хаотичным движением нейтральной частицы среды, приводящим к случайным сдвигам энергетического уровня ридберговского комплекса (так называемый “динамический хаос” [40]). Во-вторых, это пульсации солнечного ветра и иницируемые ими атмосферные ветры, приводящие к неоднородному распределению плотности нейтральной среды по высоте.

Таким образом, в периоды повышения солнечной активности и формирования геомагнитных возмущений в ионосфере Земли происходят неконтролируемые спорадические нарушения сигналов глобальных навигационных спутниковых систем, что обусловлено групповыми задержками при распространении электромагнитного излучения через среду, а также неконтролируемым фазовым сбоем сигналов, проходящих на приемник. Поэтому в работе навигационных систем широко используются приемные устройства, проводящие усреднение по времени.

Наука о резонансном взаимодействии электромагнитных волн с квантовой средой, содержащей орбитально вырожденные ридберговские молекулярные комплексы, которые заселяются в D- и E-слоях ионосферы в периоды повышения

солнечной активности и ответственны за задержку сигналов спутниковой группировки, в последние годы активно развивается [38]. Радиационные переходы между состояниями этих комплексов приводят к задержке спутниковых сигналов позиционирования и создают дополнительное некогерентное сверхфоновое СВЧ-излучение. Это излучение играет важную роль в ряде современных направлений исследований (аэрономии, космической погоды, биологии и медицины), а также широко используется в различных научно-технических приложениях, связанных с дистанционным зондированием [41]. Они включают: дистанционную пассивную локацию влажности почв и солености вод мирового океана; дистанционное радиозондирование электромагнитных свойств приповерхностных слоев Земли для определения их структуры и состава; спутниковый мониторинг состояния атмосферы и многие другие.

Поиск решений, обеспечивающих устойчивость работы систем ГНСС, является фундаментальной научно-технической проблемой. Одно из таких решений сводится к повышению мощности передатчика спутникового сигнала, что, по мнению исследователей, значительно расширяет возможности коррекции сигнала. При этом рост мощности передаваемого сигнала может осуществляться не только за счет непосредственного увеличения мощности передатчика, но и в результате применения узконаправленной антенны (фазированной решетки). Это позволяет сконцентрировать излучение передатчика в 200-мильном радиусе на поверхности Земли, т.е. резко уменьшить телесный угол распространения сигнала и значительно увеличить число проходящих фотонов [42–48].

В действительности, наиболее важными факторами воздействия на задержку спутникового сигнала являются природные явления, связанные с возмущением состояний ионосферы и верхней атмосферы. Они принципиально не могут быть объяснены в рамках существующих теоретических подходов (и особенно с помощью широко известной модели Клобучара [49] и ее различных модификаций и приложений [50–55]). Решение проблемы точного позиционирования возможно только с учетом всей совокупности физико-химических процессов, приводящих к задержке спутникового сигнала. Экспериментально радиозатменным методом было доказано, что слой атмосферы, в котором преимущественно это происходит, расположен на высоте от 60 до 110 км над поверхностью Земли [39].

Настоящая работа посвящена физическому обоснованию наблюдаемых явлений, опирающемуся на влияние физико-химических плазменных процессов, протекающих в нижней ионосфере Земли [38]. Раздел 2 статьи посвящен изложению физической причины задержки сигналов

ГНСС, определяющейся динамикой вибронного обмена между основным и колебательно-возбужденными состояниями промежуточного автоионизационного комплекса. В разд. 3 изложена формальная теория рассеяния фотонов на ридберговских комплексах и представлены методы построения волновых функций начального, промежуточного и конечного состояний. Проанализирована структура вибронных поверхностей потенциальной энергии (ППЭ) орбитально вырожденных ридберговских комплексов $XU^{**}-M$ с учетом колебательно-возбужденных состояний молекул нейтральной среды M , которые состоят преимущественно из молекул азота N_2 и кислорода O_2 . В разд. 4 статьи приведены основные выводы резонансной теории рассеяния фотонов и проанализированы условия заселения промежуточных автоионизационных состояний комплекса $XU^{**}-M$ при поглощении фотона. Перспективы дальнейшего развития теории и разнообразных приложений сформулированы в Заключение.

2. ЗАДЕРЖКА СПУТНИКОВЫХ СИГНАЛОВ

Так как среда распространения сигнала ГНСС в D- и E-слоях ионосферы обладает резонансными квантовыми свойствами по отношению к несущей частоте ν , то для описания распространения сигнала необходим квантовый подход, т.е. переход от представления о распространении радиоволн к движению фотонов [15]. Скорость всех компонентов сигнала GPS, например, здесь кратна стандартной скорости осцилляторов, соответствующей стандартной частоте: 10.23 МГц. Период повторения чипа (Repetition Period) для C/A-кода (Coarse/Acquisition) равен $T = 0.001$ с. Поскольку мощность передатчика W является постоянной величиной и энергия чипа составляет WT , то энергия одного фотона для несущей частоты $\nu = L_1 = 1.57542$ ГГц равна

$$\varepsilon_p = 2\pi\hbar\nu, \quad (2)$$

где один чип содержит

$$N = WT/(2\pi\hbar\nu) \gg 1 \quad (3)$$

фотонов. Так как характерные времена поглощения фотона при резонансном рассеянии на ридберговском комплексе $\sim 10^{-15} - 10^{-14}$ с и время жизни электрона в промежуточном резонансном автоионизационном состоянии ридберговского комплекса $\sim 10^{-10}$ с много меньше T , то напряженность электрического поля, создаваемого передатчиком, можно считать постоянной величиной для полного числа фотонов N в чипе. Время прохождения чипа через слой толщиной 30 км составляет $\sim 10^{-5}$ с, а скорость отклика среды значительно выше скорости модуляции несущей частоты.

Поэтому структура сигнала GPS за такие характерные времена сохраняется. Полагая, что длины волн спутникового сигнала относятся к дециметровому диапазону, что много больше размера комплекса, все переходы можно рассматривать в дипольном приближении, представляя оператор электромагнитного взаимодействия с комплексом в виде [15]

$$\mathbf{V} = -f\mathbf{D}, \quad (4)$$

где f — оператор напряженности поля, а $\mathbf{D}$ — оператор дипольного момента комплекса $XU^{**}-M$.

Для выяснения физической причины задержки сигнала GPS достаточно ограничиться рассмотрением трех основных типов переходов [15]. К первому относится собственное спонтанное СВЧ-излучение нейтральной квантовой среды, которое является некогерентным и распространяется в произвольном направлении. Второй тип — прямой переход $N_0 \rightarrow N_0 + 1$ в нижележащее состояние комплекса $XU^{**}-M$, соответствующий вынужденному излучению фотона на несущей частоте ν . Это приводит к рождению дополнительных фотонов и наблюдаемому экспериментально увеличению мощности принимаемого сигнала GPS. Впервые этот эффект был экспериментально обнаружен в работе [14].

Третий тип переходов отвечает резонансному рассеянию фотона на комплексе $XU^{**}-M$, которое протекает через три стадии. Время первой стадии составляет $\sim 10^{-15} - 10^{-14}$ с и отвечает вынужденному поглощению фотона с переходом $L \rightarrow L'$ для $\Delta n = 0$ (n — главное квантовое число) в промежуточные вышележащие вибронные состояния n_ν, L' комплекса. Под вибронными здесь следует понимать электронно-колебательные состояния ридберговского комплекса с главным квантовым числом n_ν , зависящим от колебательного квантового числа ν молекулярного иона XU^+ , и орбитальным моментом L слабосвязанного электрона относительно молекулы M . Время первой стадии в зависимости от величины n соответствует длительности прохождения фотона через электронное облако ридберговского комплекса.

Вторая стадия связана с квантовой динамикой самого комплекса $XU^{**}-M$, где наряду с дискретными энергетический спектр составной системы содержит виртуальные автоионизационные состояния молекулы XU^{**} . Они образуются, когда относительная энергия молекул XU^{**} и M в комплексе, $\varepsilon \sim T_a$, больше энергии связи электрона, т.е. при условии

$$n \geq 1/(2T_a)^{1/2} \geq 30, \quad (5)$$

где T_a – температура нейтральной среды. Здесь и в дальнейшем используется атомная система единиц: $\hbar = e = m_e = 1$, где $\hbar$ – постоянная Планка, m_e и e – масса и заряд электрона.

Завершает процесс за такие же времена третья стадия, т.е. вынужденный переход $L' \rightarrow L''$ в конечное состояние $N_0 - 1 \rightarrow N_0$. Причем резонансное рассеяние фотонов на орбитально вырожденных ридберговских комплексах, включающих целый набор промежуточных состояний, принципиально отличается от традиционной схемы в квантовой электродинамике [56], которая не может приводить к временной задержке. Таким образом, квантовая теория искажения спутниковых сигналов должна включать вклады всех трех типов переходов.

Для качественного объяснения особенностей распространения сигнала GPS достаточно ограничиться случаем резонансного (релеевого) упругого рассеяния (когда квантовое состояние ридберговского комплекса $XU^{**}-M$ не изменяется) и проанализировать резонансную структуру силы осциллятора поглощения фотона. В результате дипольный матричный элемент $D_{n_v}(L \rightarrow L')$ становится суперпозицией прямого и двухстадийного (резонансного) процессов, приобретая обычный вид резонансного контура Фано [57]:

$$D_{n_v}(L \rightarrow L') = D_{n_v}^{(0)}(L \rightarrow L') \times \times \left[(q_{n_v} + \delta_{n_v})^2 / (1 + \delta_{n_v}^2) \right]^4. \quad (6)$$

Здесь q_{n_v} – профильный индекс, $\delta_{n_v} = 4\pi\Delta\nu/\Gamma_{n_v}$ – приведенный сдвиг несущей частоты, Γ_{n_v} – полная ширина промежуточного вибронного уровня, включающая электростатическую и полевою составляющие. Видно, что сдвиг частоты рассеивающегося фотона $\Delta\nu$ и время задержки $\delta\tau$ в промежуточном состоянии, связанное с уширением автоионизационных дискретных уровней с $v = 1$, определяются при резонансном рассеянии фотона сильной неадиабатической связью электронного и ядерного движений в промежуточном комплексе $XU^{**}-M$.

Предварительные оценки при однократном резонансном рассеянии фотона дают следующие значения для сдвига частоты и временной задержки: $\Delta\nu \sim 10^{-2}$ ГГц и $\delta\tau \sim 10^{-11}-10^{-10}$ с соответственно. Наблюдаемая величина времени задержки формируется при прохождении спутникового сигнала через атмосферный слой на высоте 80–110 км, где в результате происходит не менее 10^6 актов рассеяния группы N фотонов. Это хорошо согласуется с расчетами работы [58], так как общее число ридберговских комплексов в столбе высотой H , расположенном в этом слое, и

площадью, приходящейся на антенну приемника, в 10 см^2 , для нормальных геомагнитных условий составляет $\sim 10^7-10^8$. Учитывая, что скорость распространения сигнала существенно превышает характерные скорости молекул внутри комплекса, достаточно ограничиться их квазистатическим описанием. Тогда, принимая для броуновского движения нормальное распределение и учитывая, что вероятность w одного события при резонансном рассеянии фотона составляет $\sim 10^{-3}$, для характерного числа актов взаимодействия, равного 10^6 , имеем $\Delta\tau \sim 10^{-8}-10^{-7}$ с. Другими словами, ридберговские комплексы $XU^{**}-M$ являются своеобразными “ловушками” для фотонов.

Особенности распространения сигнала в D- и E-слоях ионосферы и возникающие в результате горизонтальные и вертикальные ошибки позиционирования: $\Delta L \sim \Delta\tau c$ (c – скорость света в вакууме), формируются за счет многократного перерассеяния фотонов на промежуточных ридберговских комплексах. Время задержки $\Delta\tau$ должно быть пропорционально как полному числу m_{rad} излучающих ридберговских квазимолекул в заданном атмосферном столбе, так и интенсивности дополнительного СВЧ-излучения I_{tot} , индуцированного внешним электрическим полем радиопередатчика [58], т.е.

$$\Delta\tau(v, n_e^0, T_e^0) \sim m_{rad}(v, n_e^0, T_e^0) \sim \delta I_{tot}(v, n_e^0, T_e^0). \quad (7)$$

Здесь n_e^0 и T_e^0 – концентрация и температура свободных электронов на высоте 110 км. Интенсивность излучения δI_{tot} , в свою очередь, напрямую зависит от мощности передатчика (или напряженности создаваемого им электрического поля), которая, согласно (4), должна возрастать с увеличением поля, т.е. приводить к повышению ошибки позиционирования.

3. ФОРМАЛЬНАЯ ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ФОТОНОВ

Ридберговские молекулы обладают одним возбужденным слабосвязанным электроном, состояние которого характеризуется энергией уровня и угловым моментом ℓ относительно ионного остова. Энергии уровней с большими угловыми моментами не зависят от ℓ (орбитально вырожденные состояния). Статистически наиболее устойчивыми оказываются именно эти состояния, когда основное время электрон проводит на больших расстояниях от ионного остова. Процесс, приводящий к образованию таких состояний, называется ℓ -перемешиванием [57]. В верхней атмосфере он протекает быстро и является практически необратимым, т.е. наибольшее число ридберговских частиц в

плазме оказывается в орбитально вырожденных состояниях.

Описание состояний орбитально вырожденных ридберговских комплексов $XY^{**}-M$ начинается с введения в теорию вибронных ППЭ $U_{n_v,L}(\mathbf{R}, \xi_M, u)$, где вектор $\mathbf{R}$ есть расстояние между частицами XY^{**} и M , u — их относительная скорость, а вектор ξ_M задает ориентацию молекулы M в системе координат, связанной с молекулой XY^{**} .

Дипольный матричный элемент перехода из начального состояния $n_v L$ в промежуточное вышележащее состояние $n_v L_{int}$ ридберговского комплекса $XY^{**}-M$, представляющего собой первичный акт поглощения фотона, имеет вид

$$D_{n_v(L \rightarrow L_{int})} = \langle \Psi_{n_v L}(\mathbf{r}, \mathbf{R}, \xi_M) | \mathbf{r} | \Psi_{n_v L_{int}}(\mathbf{r}, \mathbf{R}, \xi_M, u) \rangle. \quad (8)$$

Здесь $\mathbf{r}$ — координата слабосвязанного электрона, отсчитанная от центра масс молекулы XY^{**} , $\Psi_{n_v L_{int}}$ — зависящая от относительной скорости u полная волновая функция промежуточного автоионизационного состояния комплекса, описывающая динамику поведения ридберговского электрона, движущегося в двухцентровом силовом поле квантовой системы “ридберговская молекула XY^{**} + нейтральная молекула среды M ”. Правило отбора для таких переходов имеет вид $\Delta L = \pm k$ (k — целое число) и определено в [57], что связано с нарушением центральной симметрии для ридберговской частицы XY^{**} .

Поскольку радиационные процессы в такой постановке задачи являются квазистатическими, частота поглощения и излучения для прямых и обратных ($L_i \rightleftharpoons L_f$) переходов определяется выражением [59]

$$v_v(\mathbf{R}, \xi_M) = \frac{1}{2\pi} |U_{n_v, L_i}(\mathbf{R}, \xi_M) - U_{n_v, L_f}(\mathbf{R}, \xi_M)|. \quad (9)$$

Так как основное время в ридберговском комплексе слабосвязанный электрон проводит на больших расстояниях $r \sim n^2$ от ионного остова, где справедливо квазиклассическое приближение [57], для описания его движения целесообразно воспользоваться асимптотической теорией и рассматривать движение молекулы M в адиабатическом по вращению приближении. Тогда, как это обычно делается, угловая ориентация молекулы M относительно оси квазимолекулы считается фиксированной. Последующее усреднение по ориентациям молекул проводится на последнем этапе расчета при определении вероятности процесса. Кроме того, в формуле (9) предполагается, что в основной области переходов, при $R \sim n_v$ псевдопересечений ППЭ с различными значениями главных квантовых чисел n_v и $n_{v'}$ не происходит.

Полная вибронная волновая функция начального состояния

Полные вибронные волновые функции двух-центральной квантовой системы, $\Psi_{n_v L}$, в формальной теории рассеяния удовлетворяют точному соотношению для оператора сдвига уровней τ :

$$\tau | \Phi_{n_v L} \rangle = V_{e-M} | \Psi_{n_v L} \rangle, \quad (10)$$

где V_{e-M} — оператор e^- - M -взаимодействия, $\Phi_{n_v L}$ — нормированная на единицу базисная волновая функция изолированной ридберговской молекулы XY^{**} в L -представлении. Оператор τ , в свою очередь, удовлетворяет интегральному уравнению

$$\tau = V_{e-M} G_{XY^{**}M}(E) \tau, \quad (11)$$

где $G_{XY^{**}M}$ — зависящий от кинетической энергии гриновский оператор ридберговской молекулы, который будет определен в следующем разделе. Из решения однородного уравнения для оператора сдвига уровней (11), записанного в виде

$$\tau = K \sum_v | \chi_v \rangle [\tilde{G}(E - E_v)] \langle \chi_v | \tau, \quad (12)$$

находятся вибронные ППЭ орбитально вырожденных ридберговских комплексов для различных колебательно-возбужденных состояний $| \chi_v(\rho_M) \rangle$ нейтральных молекул среды. Первый сомножитель в правой части (12) есть K -матрица рассеяния медленного электрона на нейтральной молекуле среды M , оператор $\tilde{G}$ представляет собой полюсную часть гриновского оператора ридберговской молекулы, в которой E — полная энергия системы, отсчитанная от основного состояния молекулярного иона, а E_v — энергия колебательного возбуждения нейтральной молекулы среды. В матричной форме уравнение (12) записывается как

$$\tau_{LLM, vv'} = \sum_{L' v'} K_{LL' M, vv'} a_v \text{ctg}(\pi v_{v'}) \tau_{L' L M, v' v'}. \quad (13)$$

Величина $v_v = 1/[2(E_v - E)]^{1/2}$ — эффективное главное квантовое число, a_v — зависящий от колебательного квантового числа v импульс электрона, равный $a_v = (2/R - 1/v_v^2)^{1/2}$. Решение системы уравнений (9) на собственные значения энергии для двух колебательных состояний: $v = 0$ и $v' = 1$ в пренебрежении LL' -связью имеет вид

$$(\text{tg} \pi v_v - a_v K_{LLM, vv})(\text{tg} \pi v_{v'} - a_{v'} K_{LLM, v' v'}) = a_v a_{v'} (K_{LLM, vv'})^2, \quad (14)$$

где диагональные по L матричные элементы связаны с характеристиками $v \rightarrow v'$ -рассеяния следующим образом [57]:

$$K_{LLM, \nu\nu'} = a_{\nu\nu'} \delta_{L0} - \frac{L(L+1) - 3M^2}{L(L+1)(2L-1)(2L+3)} Q_{\nu\nu'} \times \\ \times (1 - \delta_{L0}) - \frac{\pi(\alpha_{\nu}\alpha_{\nu'})^{1/2}}{(2L-1)(2L+1)(2L+3)} \times \\ \times \left[\beta_{\nu\nu'} + \frac{L(L-1) - 3M^2}{(2L-1)(2L+3)} \beta'_{\nu\nu'} \right]. \quad (15)$$

Формула (15) связывает матричные элементы адиабатической амплитуды s -рассеяния, $a(\rho_M)$, и соответствующие элементы квадрупольного момента Q , изотропной (β) и анизотропной (β') компонент тензора поляризуемости. Скалярная величина ρ_M есть межатомное расстояние в нейтральной молекуле.

Заметим также, что интегральное уравнение (12) позволяет представить волновую функцию ридберговского комплекса в виде

$$|\Psi_{n,L}\rangle = \mathbf{V}_{e-M}^{-1} \boldsymbol{\tau} |\Phi_{n,L}\rangle = \mathbf{G}_{XY^{**}M} \boldsymbol{\tau} |\Phi_{n,L}\rangle \quad (16)$$

и выразить ее через матричные элементы оператора сдвига уровней $\boldsymbol{\tau}$.

Для орбитально вырожденных состояний ППЭ не зависят от ориентации нейтральной молекулы среды и характеризуются в лабораторной системе координат двумя векторами: $\boldsymbol{\rho}$ и $\mathbf{R}$. Вектор $\boldsymbol{\rho}$ задает межатомное расстояние и ориентацию ридберговской молекулы; вектор $\mathbf{R}$ определяет межмолекулярное расстояние вдоль оси z . Усреднение по ориентациям ридберговской молекулы проводится после стадии расчета элементов $\mathbf{K}_{e-M}$ -матрицы с учетом дальнего взаимодействия, которое контролируется ведущими членами асимптотического разложения амплитуд рассеяния электрона на молекуле M , а также зависит от тензора поляризуемости молекулы M , ее дипольного и квадрупольного моментов. Кроме того, в теории строения ридберговских комплексов удобно использовать вибранный базис, в котором вместо межатомных расстояний ρ_M в молекуле M задаются ее колебательные квантовые числа, так как в адиабатическом по вращению базисе разрывается связь между вращательными и радиационными переходами в ридберговских состояниях квазимолекулы [57].

Построение вибранных ППЭ атмосферных ридберговских комплексов $XY^{**}-M$ необходимо для нахождения положений и формы вибранных минимумов сечений процессов ℓ -перемешивания ридберговских молекул N_2 , O_2 в D- и E-слоях ионосферы Земли, где время задержки спутниковых сигналов позиционирования должно быть минимальным. Эта информация требуется для построения поуровневой кинетики формирования фотоионизационной плазмы [38], что особенно

важно для территорий, расположенных вблизи экватора.

Проблемы теории, которые связаны с трансформацией потенциальных кривых при учете валентных и ионных конфигураций, а также возможности появления сложной волнообразной структуры потенциальных кривых при достаточно больших значениях n и угловых моментов электрона ℓ вследствие множества псевдопересечений ридберговских и орбитально вырожденных ППЭ, позволяют перейти к представлению “квантового хаоса” [40]. Заметим также, что излучение ридберговских комплексов $XY^{**}-M$ в дециметровом диапазоне соответствует радиационным переходам без изменения главного квантового числа: $\Delta n = 0$ [60]. При этом полная волновая функция для каждого значения L является суперпозицией всех возможных значений углового момента электрона ℓ (от 3 до $n-1$). Правила отбора для разрешенных дипольных переходов $\ell \rightarrow \ell \pm 1$ имеют вид $L \rightarrow L'$, где величина L' изменяется от $L+1$ до n . В результате полная интенсивность излучения складывается из парциальных величин с заданным значением момента L . Они образуются при пересечении прямой, соответствующей заданной частоте ν , со всеми зависящими от n линиями $L \rightarrow L'$ -излучения [60].

Волновая функция промежуточного автоионизационного состояния

Полная вибронная волновая функция $\Psi_{n,L_{int}}(u)$ промежуточного автоионизационного состояния системы $XY^{**}-M$, зависящая от относительной скорости u этих молекул, по аналогии с (10) представляется в виде

$$|\Psi_{n,L}(u)\rangle = \mathbf{V}_{e-M}^{-1} \boldsymbol{\tau} |\Phi_{n,L}(u)\rangle = \mathbf{G}_{XY^{**}M}(E) \boldsymbol{\tau} |\Phi_{n,L}(u)\rangle. \quad (17)$$

Здесь полная энергия системы

$$E = -\frac{1}{2n^2} + E_k, \quad (18)$$

а кинетическая энергия E_k записывается как

$$E_k = \frac{M_c u^2}{2}, \quad (19)$$

где M_c — приведенная масса частиц XY^{**} и M .

Отличие (17) от (11) заключается в том, что оператор $\mathbf{V}_{e-M}(u)$ здесь описывает e^- - M -взаимодействие электрона с молекулой M , которая движется с заданной скоростью u в системе координат, связанной с ридберговской молекулой XY^{**} . При этом волновая функция $\Phi_{n,L}(u)$ записана в L -представлении и нормирована на δ -функцию

от энергии E_k относительного движения. При определении оператора $\mathbf{V}_{e^*M}(u)$ достаточно считать ридберговский электрон свободным и пренебречь зависимостью от u . Такое представление справедливо, если длина волны электрона λ мало меняется на длине, равной размеру b эффективной области взаимодействия с нейтральной частицей M , т.е. при условии

$$b \frac{d\lambda}{dr} \ll \lambda \quad (20)$$

или

$$\frac{b}{(p_e R)^2} \ll 1,$$

где p_e — классический импульс электрона в кулоновском поле.

Центральную роль в выражении (17) играет гриновский оператор $\mathbf{G}_{XY^{**}M}(E)$, который по определению представляет собой свертку [61], т.е.

$$\mathbf{G}_{XY^{**}M}(\mathbf{R}, \mathbf{R}', E) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{k_{max}} \mathbf{G}_{XY^{**}}(E - E_k) \times \times \frac{\sin\{\mathbf{k}(\mathbf{R} - \mathbf{R}')\}}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|} k dk. \quad (21)$$

Здесь $\mathbf{G}_{XY^{**}}$ есть гриновский оператор изолированной молекулы XY^{**} , а величины E_k и k_{max} определяются следующими выражениями:

$$E_k = k^2/2M_c, \quad k_{max} = \left[2M_c \left(E + \frac{1}{R} \right) \right]^{1/2}. \quad (22)$$

В случае положительной энергии $E > E_k$ оператор $\mathbf{G}_{XY^{**}}$ в выражении (21) описывает движение электрона в сплошном спектре. Область изменения импульса k сталкивающихся частиц включает виртуальные переходы в ионизационный континуум и переходы между его состояниями. Этот оператор удовлетворяет приведенному уравнению Дайсона [56]:

$$\mathbf{G}_{A^{**}}(E) = \mathbf{G}^{(c)}(E) + \mathbf{G}^{(c)}(E) \mathbf{T}^{(c)}(E) \mathbf{G}^{(c)}(E), \quad (23)$$

где $\mathbf{G}^{(c)}$ — кулоновская функция Грина, $\mathbf{T}^{(c)}$ — матрица столкновений электрона с ридберговской молекулой XY^{**} . Заметим, что полюса кулоновской функции Грина здесь строго компенсируются, т.е. спектр собственных значений определяется полюсами $\mathbf{T}^{(c)}$ -матрицы, которая удовлетворяет системе интегральных уравнений [57]

$$\mathbf{T}^{(c)} = \mathbf{t} + \mathbf{t} \sum_q |q\rangle \langle q| \text{ctg}[\pi v_q(\epsilon)] \mathbf{T}^{(c)}, \quad (24)$$

$$\mathbf{t} = \mathbf{V}_{e^*XY^+} + \mathbf{V}_{e^*XY^+} \mathbf{G}_0 \mathbf{t}.$$

Оператор $\mathbf{t}$ в (24) является матрицей реакций, которая описывает электростатическое взаимодей-

ствие электрона с ионным остовом XY^+ . Волновые функции $|q\rangle = |\ell m v\rangle$ в (24) есть кулоновские базисные функции, а m — проекция углового момента электрона ℓ на ось молекулы XY^{**} . Функция $v_q(\epsilon)$ зависит от главного квантового числа n и определяется как

$$v_q(\epsilon_n) = (-2\epsilon_n)^{-1/2}, \quad (25)$$

где

$$\epsilon_n = E - E_k = -\frac{1}{2n^2}. \quad (26)$$

При переходе в сплошной спектр функция $\text{ctg}\{\pi v(\epsilon)\} = -i$.

Так как состояния с различными угловыми моментами ℓ для заданного значения m смешиваются, то полная нормированная волновая функция орбитально вырожденного состояния молекулы XY^{**} определяется следующей суперпозицией [62]:

$$\Psi_{nm}^{(L)}(\mathbf{r}, R, v) = \sum_{\ell \geq \ell^*}^{n-1} A_{n\ell m}(R, v) \Phi_{n\ell m}^{(L)}(\mathbf{r}, R, v), \quad (27)$$

где $\ell^* \geq 3$, а коэффициенты $A_{n\ell m}$, соответственно, равны [62]

$$A_{n\ell m}(R, v) = \frac{\Phi_{n\ell m}^{(L)}(\mathbf{R}, R, v)}{\sum_{\ell \geq \ell^*}^{n-1} |\Phi_{n\ell m}^{(L)}(\mathbf{R}, R, v)|^2}. \quad (28)$$

Парциальная функция $\Phi_{n\ell m}^{(L)}$ здесь нормирована на единицу для каждого из значений R и v . Таким образом, в выражении (17) появляются резонансные члены при рассеянии электрона на молекуле XY^{**} и, соответственно, возникает конечное время жизни электрона в ионизационном континууме. При этом волновая функция $\Psi_{n_v L_{int}}(u)$ промежуточного автоионизационного состояния комплекса выражается через характеристики резонансного рассеяния электрона на молекуле XY^{**} . Следствием этого обстоятельства является задержка фотона в промежуточном состоянии нейтральной средой.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Согласно общей теории рассеяния [56], вероятность упругого процесса при однократном взаимодействии фотона с орбитально вырожденным комплексом $XY^{**}-M$ пропорциональна, с учетом (4) и (6), квадрату модуля амплитуды перехода:

$$W_{n_v=0}(v, L_i \rightarrow L_f) \sim |M_{n_v=0}(v, L_i \rightarrow L_f)|^2, \quad (29)$$

где матричный элемент резонансного перехода $M_{n_v=0}$ определяется как

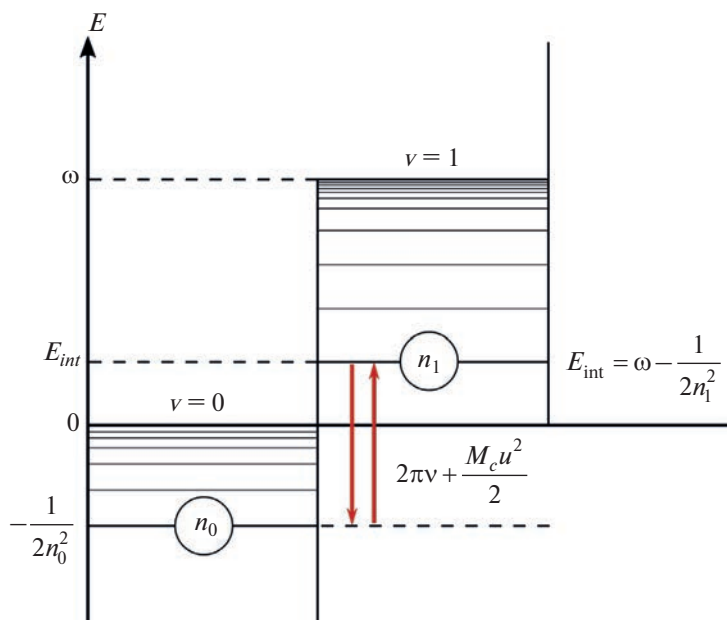


Рис. 1. Схематическое изображение прямых и обратных переходов между возбужденными состояниями n_0 и n_1 ридберговского комплекса $XY^{**}-M$ под действием фотонов с частотой ν .

$$M_{n_{v=0}}(\nu, L_i \rightarrow L_f) = fD_{n_{v=0}}(\nu, L_i \rightarrow L_f) + f^2 \frac{D_{n_{v=0}}(\nu, L_i \rightarrow L_{int})D_{n_{v=0}}(\nu, L_{int} \rightarrow L_f)}{\nu^2 + \gamma_f^2(n_{v=1} \rightarrow n_{v=0})/4}, \quad (30)$$

где γ_f — приведенная ширина вибронного автоионизационного состояния для колебательного квантового числа $\nu = 1$. Из выражения (30) следует, что с ростом мощности передатчика (или напряженности создаваемого им поля) вероятность упругого рассеяния (29) значительно возрастает. Тем более что при напряженностях

$$f > \left(\nu^2 + \frac{\gamma_f^2}{4} \right) |D_n(\nu)|^{-1} \quad (31)$$

второе резонансное слагаемое в (30) будет вносить основной вклад в формирование времени задержки сигнала. Тогда ошибка позиционирования с ростом напряженности будет возрастать как $\sim f^4$.

Рассмотрим теперь более подробно условия заселения ридберговских промежуточных автоионизационных состояний комплекса (см. рис. 1). Обозначим энергию комплекса $XY^{**}-M$, отсчитанную от границы сплошного спектра ($E = 0$), через

$$E_{int} = \omega - \frac{1}{2n_1^2} > 0, \quad (32)$$

где ω — частота колебаний, n_1 — эффективное главное квантовое число автоионизационного

состояния для случая $\nu = 1$. С другой стороны, эта энергия равна

$$E_{int} = -\frac{1}{2n_0^2} + \frac{Mc u^2}{2} + 2\pi\nu > 0, \quad (33)$$

где n_0 — главное квантовое число исходного состояния для $\nu = 0$. Объединяя эти выражения для энергии E_{int} , имеем следующее условие:

$$\omega - \frac{1}{2n_1^2} = -\frac{1}{2n_0^2} + \frac{Mc u^2}{2} + 2\pi > 0. \quad (34)$$

Заметим, что величины ω и ν в (34) являются фиксированными, а значения главного квантового числа n_1 задаются спектром вибронных состояний квазимолекулы $XY^{**}-M$ [59]. Поэтому соотношение (34) определяет область изменения возможных значений n_0 и относительных скоростей u .

Действительно, если ввести величины n_0^{min} и n_0^{max} , задающие область предельных значений исходных главных квантовых чисел n_0 , и соответствующие им значения относительных скоростей u_{max} и u_{min} , то из соотношения (34) можно получить следующее точное равенство:

$$u_{max}^2 - u_{min}^2 = \frac{1}{Mc} \left[\frac{1}{(n_0^{min})^2} - \frac{1}{(n_0^{max})^2} \right]. \quad (35)$$

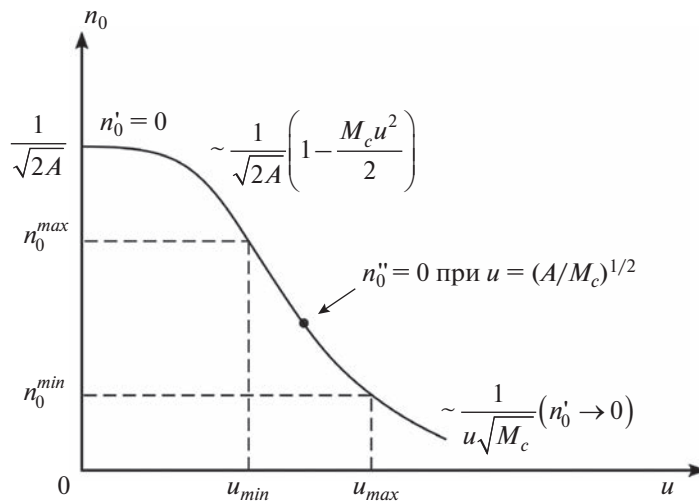


Рис. 2. Зависимость исходных главных квантовых чисел n_0 от скорости u нейтральной частицы M в системе координат, связанной с ридберговской молекулой XY^{**} .

Равенство (35) может быть использовано в качестве контроля точности при проведении конкретных расчетов.

Проанализируем более подробно аналитические свойства функции

$$n_0(u) = (M_c u^2 + 2A)^{-1/2}, \quad (36)$$

в которой положительная величина A определяется выражением

$$A = 2\pi v - E_{int}. \quad (37)$$

Первая производная

$$n'_0 = -2M_c u / (M_c u^2 + 2A)^{3/2} \quad (38)$$

обращается в нуль при $u = 0$, а для больших скоростей $u \rightarrow \infty$ — ведет себя как

$$n'_0 = -2/M_c^{1/2} u^2. \quad (39)$$

Вторая производная

$$n''_0 = \frac{4M_c(M_c u^2 - A)}{(M_c u^2 + 2A)^{5/2}} \quad (40)$$

обращается в нуль (точка перегиба) при значении $u = (A/M_c)^{1/2}$.

Для малых значений скорости u функция $n_0(u)$ представляется в виде

$$n_0 \approx \frac{1}{\sqrt{2A}} \left(1 - \frac{M_c u^2}{2A} \right), \quad (41)$$

а при больших значениях u она описывается простой гиперболической зависимостью: $\sim 1/u\sqrt{M_c}$. Точка перегиба, как показано на рис. 2, находится между значениями скоростей u_{max} и u_{min} . Отме-

тим также, что при выборе главного квантового числа n_1 следует иметь в виду только первое (нижнее) ридберговское автоионизационное состояние закрытого канала ($v = 1$).

Усреднение вероятности процесса по относительным скоростям u в интервале от u_{min} до u_{max} должно проводиться только на завершающем этапе расчета с нормированной на единицу функцией распределения нейтральных частиц в плазме. Эта функция зависит от концентрации и температуры медленных электронов и нейтральных компонент слабоионизованной плазмы в ионосферном слое на высотах от 60 до 110 км, в котором наблюдается наиболее сильное воздействие резонансной среды на распространение электромагнитных волн навигационных спутниковых систем [38, 39].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе обсуждены основные химические реакции, протекающие в нижней ионосфере Земли с участием ридберговских состояний молекул O_2 , N_2 и NO . К ним относятся реакции диссоциативной рекомбинации, ассоциативной ионизации, обмена и тушения ридберговских состояний, приводящие к образованию неравновесной двухтемпературной плазмы. Наиболее важной реакцией в D- и E-слоях ионосферы является реакция ℓ -перемешивания, которая ответственна за формирование резонансных квантовых свойств среды распространения радиоволн. Это обусловлено образованием в плазме орбитально вырожденных состояний ридберговских комплексов, частоты переходов между которыми

являются резонансными по отношению к несущим частотам спутниковых сигналов ГНСС.

Дано объяснение физической причины временной задержки спутникового сигнала, приводящей к ошибкам позиционирования ГНСС. Предложен квантовый подход, посредством которого осуществляется переход от традиционного представления о распространении радиоволн к движению соответствующих фотонов. В этом случае эффективное время задержки при резонансном рассеянии фотона определяется характерным временем жизни промежуточных автоионизационных состояний колебательно-возбужденных ридберговских комплексов $XU^{**}-M$. Величина времени жизни обусловлена наличием сильной неадиабатической связи электронного и ядерного движений в промежуточных состояниях комплекса, которая не зависит от напряженности внешнего поля, создаваемого передатчиком ГНСС.

Приведенные результаты представляют большой интерес для ряда современных направлений исследований по влиянию грозовой активности на работу ГНСС, структуре и свойствам плазменных неоднородностей в ионосфере, а также определение состава атмосферы далеких экзопланет. Например, при грозовой активности происходит воздействие электрических полей облаков на плазмохимические процессы в D-слое ионосферы, что должно приводить к заметному увеличению ошибок позиционирования [58]. Это связано с тем, что заряженные униполярно после разрядов линейной молнии электрические поля облаков на высотах 90–100 км приводят к резкому возрастанию на два-три порядка концентрации электронов [63].

Некоторое время назад австралийские ученые с помощью радиотелескопа MWA обнаружили в магнитосфере плазменные трубы, которые формируются вдоль магнитных силовых линий Земли и расположены на высотах 450–700 км, т.е. выше D- и E-слоев ионосферы [64]. Эти трубы представляют собой плазменные неоднородности в ионосфере, которые могут существенно влиять на ошибки позиционирования ГНСС в различных географических областях на поверхности Земли [65]. Однако их природа еще недостаточно изучена и требует специального рассмотрения.

Следующим перспективным направлением является обнаружение атмосфер экзопланет, сходных по структуре и газовому составу с атмосферой Земли [66]. Так как традиционные методы анализа спектров поглощения в инфракрасном диапазоне к явному успеху не привели, для получения сигнатуры излучения далеких планет целесообразно перейти к СВЧ-диапазону, ориентируясь на особенности некогерентного излучения D- и E-слоев ионосферы Земли на частотах 1.4 и 5 ГГц. Указанием на возможность проведения таких

экспериментов могут служить предварительные результаты, полученные радиотелескопом АТА (Allen Telescope Array) в Калифорнии [67]. Более того, поскольку излучение этих планет расположено на фоне интенсивного свечения их звезд, для выявления истинной сигнатуры СВЧ-излучения планеты потребуется привлечь вейвлет-анализ [68].

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № 122040500060–4) и при финансовой поддержке Министерством науки и технологии Тайваня (грант MOST 111-2111-M-001-008).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nilsson J.O., Skog I., Händel P. // Proc. 10th Intern. Conf. Inf. Sci. Signal Proc. Appl. (ISSPA 2010). IEEE, 2010. P. 324; <https://doi.org/10.1109/ISSPA.2010.5605534>
2. Skog I., Händel P. // IEEE Trans. Intell. Transp. Syst. 2011. V. 12. № 4. P. 1014; <https://doi.org/10.1109/TITS.2011.2126569>
3. Yang C.K., Shim D.S. // TransNav. Int. J. Marine Navigat. Safety Sea Transp. 2013. V. 7. № 2. P. 199; <https://doi.org/10.12716/1001.07.02.06>
4. Radievsky A., Shagimuratov I.I., Zakharenkova I.E. // Proc. II Intern. Conf. "Atmosphere, Ionosphere, Safety" (AIS-2010). Book of Abstr / Ed. Karpov I.V. Kaliningrad: Baltic Federal University, 2010. P. 239.
5. Stankov S.M., Jakowski N., Heise S. et al. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2003. V. 108. № A5. P. 1164; <https://doi.org/10.1029/2002JA009570>
6. Yizengaw E., Dyson P.L., Essex E.A. // Adv. Space Res. 2006. V. 38. № 11. P. 2318; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2006.09.029>
7. Kunitsyn V.E., Tereshchenko E.D. Ionospheric Tomography. Berlin, Heidelberg: Springer, 2003; <https://doi.org/10.1007/978-3-662-05221-1>
8. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С. и др. // УФН. 2010. Т. 180. № 5. С. 548; <https://doi.org/10.3367/UFNr.0180.201005k.0548>
9. Nesterov I.A., Kunitsyn V.E. // Adv. Space Res. 2011. V. 47. № 10. P. 1789; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.11.034>
10. Klimenko M.V., Klimenko V.V., Despirak I.V. et al. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2018. V. 180. P. 78; <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.12.017>
11. Afraimovich E.L., Perevalova N.P., Voyeikov S.V. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2003. V. 65. № 11–13. P. 1245; <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2003.08.007>
12. Afraimovich E.L., Edemskiy I.K., Voeykov S.V. et al. // Ann. Geophys. 2009. V. 27. № 4. P. 1521; <https://doi.org/10.5194/angeo-27-1521-2009>
13. Afraimovich E.L., Edemskiy I.K., Leonovich A.S. et al. // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. № 15. L15106; <https://doi.org/10.1029/2009GL039803>
14. Afraimovich E.L., Astafieva E.I., Berggardt O.I. et al. // Radiophys. Quant. Electr. 2004. V. 47. № 7. P. 453; <https://doi.org/10.1023/B:RAQE.0000047237.67771.bc>

15. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Эппельбаум Л.В. // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 5. С. 63; <https://doi.org/10.7868/S0207401X18050084>
16. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Берлин А.А. и др. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 3. С. 86; <https://doi.org/10.31857/S0207401X21030055>
17. Ольхов О.А., Шестаков Д.В. // Хим. физика. 2021. Т. 40. № 7. С. 85; <https://doi.org/10.31857/S0207401X21070062>
18. Kim M., Kim J. // Remote Sens. 2021. V. 13. № 1. 151; <https://doi.org/10.3390/rs13010151>
19. Zou X., Li Z., Wang Y. et al. // Remote Sens. 2021. V. 13. № 15. 2925; <https://doi.org/10.3390/rs13152925>
20. Montenbruck O., Schmid R., Mercier F. et al. // Adv. Space Res. 2015. V. 56. № 6. P. 1015; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.06.019>
21. Rodriguez-Solano C.J., Hugentobler U., Steigenberger P. // Adv. Space Res. 2012. V. 49. № 7. P. 1113; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.01.016>
22. Sošnica K., Thaller D., Dach R. et al. // J. Geodesy. 2015. V. 89. № 7. P. 725; <https://doi.org/10.1007/s00190-015-0810-8>
23. Pulnits S., Ouzounov D., Davidenko D. et al. // E3S Web Conf. 2020. V. 196. 03004; <https://doi.org/10.1051/e3sconf/202019603004>
24. Bogdanov V., Gavrilov V., Pulnits S. et al. // E3S Web Conf. 2020. V. 196. 03005; <https://doi.org/10.1051/e3sconf/202019603005>
25. Kintner P.M., Ledvina B.M., De Paula E.R. // Space Weather. 2007. V. 5. № 9. S09003; <https://doi.org/10.1029/2006SW000260>
26. Thoelet S., Steigenberger P., Montenbruck O. et al. // GPS Solut. 2019. V. 23. № 4. 92; <https://doi.org/10.1007/s10291-019-0882-7>
27. Steigenberger P., Thoelet S., Montenbruck O. // Adv. Space Res. 2020. V. 66. № 12. P. 2773; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2020.03.026>
28. Hegarty C.J. // Springer Handbook of Global Navigation Satellite Systems. Cham: Springer Intern. Publ., 2017. P. 197; https://doi.org/10.1007/978-3-319-42928-1_7
29. Johnston G., Riddell A., Hausler G. // Springer Handbook of Global Navigation Satellite Systems. Cham: Springer Intern. Publ., 2017. P. 967; https://doi.org/10.1007/978-3-319-42928-1_33
30. Бахметьева Н.В., Жемаков И.Н. // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 10. С. 65; <https://doi.org/10.31857/S0207401X2210003X>
31. Голубков Г.В., Адамсон С.О., Борчевкина О.П. и др. // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 5. С. 53; <https://doi.org/10.31857/S0207401X22050053>
32. Borchevskina O.P., Adamson S.O., Dyakov Y.A. et al. // Atmosphere. 2021. V. 12. № 9. 1116; <https://doi.org/10.3390/atmos12091116>
33. Borchevskina O.P., Kurdyayeva Y.A., Dyakov Y.A. et al. // Atmosphere. 2021. V. 12. № 11. 1384; <https://doi.org/10.3390/atmos12111384>
34. Голубков Г.В., Голубков М.Г., Манжелей М.И. // Докл. АН. 2012. Т. 447. № 5. С. 503.
35. Куприянов А.О., Морозов Д.А. Позиционирование по сигналам глобальных навигационных спутниковых систем в абсолютном режиме. М.: МИИГАиК, 2017.
36. Golubkov G.V., Golubkov M.G., Manzhelii M.I. et al. // The Atmosphere and Ionosphere: Elementary Processes, Monitoring, and Ball Lightning / Eds. Bychkov V.L., Golubkov G.V., Nikitin A.I. N.Y.: Springer, 2014. P. 1; https://doi.org/10.1007/978-3-319-05239-7_1
37. Голубков Г.В., Манжелей М.И., Берлин А.А. и др. // Хим. физика. 2016. Т. 35. № 1. С. 5; <https://doi.org/10.7868/S0207401X16010039>
38. Kuverova V.V., Adamson S.O., Berlin A.A. et al. // Adv. Space Res. 2019. V. 64. № 10. P. 1876; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.05.041>
39. Su S.-Y., Tsai L.-C., Liu C.H. et al. // Adv. Space Res. 2019. V. 64. № 10. P. 2137; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.06.039>
40. Безуглов Н.Н., Голубков Г.В., Ключарев А.Н. // Хим. физика. 2017. Т. 36. № 12. С. 21; <https://doi.org/10.7868/S0207401X17100028>
41. Golubkov G.V., Manzhelii M.I., Berlin A.A. et al. // Atmosphere. 2020. V. 11. № 6. 650; <https://doi.org/10.3390/atmos11060650>
42. Поваляев А.А. Спутниковые радионавигационные системы: время, показания часов, формирование измерений и определение относительных координат. М.: Радиотехника, 2008.
43. Иванов А.В. Нелинейная многомерная обработка сигналов спутниковых радионавигационных систем в комплексах самолетовождения. Кн. 2. М.: Радиотехника, 2013.
44. Иванов А.В. // Радиотехника. 2014. № 7. С. 55.
45. Степанов О.А. Методы обработки навигационной измерительной информации. С.Пб: Университет ИТМО, 2017.
46. Кинкулькин И.Е. Глобальные навигационные спутниковые системы: алгоритмы функционирования аппаратуры потребителя. М.: Радиотехника, 2018.
47. Радионавигационные технологии. Выпуск 8 / Под ред. Перова А.И. М.: Радиотехника, 2019.
48. Стрелков С.П., Кондрашин К.Г., Константинова Е.А. и др. Спутниковые системы и технологии позиционирования. Астрахань: Астраханский государственный архитектурно-строительный университет, 2020.
49. Klobuchar J. // IEEE Trans. Aerospace Electr. Syst. 1987. V. AES-23. № 3. P. 325; <https://doi.org/10.1109/TAES.1987.310829>
50. Ansari K., Bae T.S. // Intern. J. Satell. Commun. Network. 2021. V. 39. № 6. P. 626; <https://doi.org/10.1002/sat.1405>
51. Liu W., Shi X., Zhu F. et al. // Adv. Space Res. 2019. V. 63. № 8. P. 2358; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.01.004>
52. Ho Y.H., Abdullah S., Mokhtar M.H. // Proc. 2013 IEEE Intern. Conf. Space Sci. Commun. (IconSpace). IEEE, 2013. P. 33; <https://doi.org/10.1109/IconSpace.2013.6599428>

53. *Clare A., Lin T., Lachapelle G.* // Adv. Space Res. 2017. V. 59. № 11. P. 2740; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.07.002>
54. *Bolla P., Borre K.* // J. Geodesy. 2019. V. 93. № 3. P. 437; <https://doi.org/10.1007/s00190-018-1172-9>
55. *Bidikar B., Chapa B.P., Kumar M.V. et al.* // Satellites Missions and Technologies for Geosciences. IntechOpen, 2020. P. 1; <https://doi.org/10.5772/intechopen.92295>
56. *Берестецкий Б.Н., Лифшиц Е.М., Пятаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. М.: Физматлит, 2002.
57. *Голубков Г.В., Иванов Г.К.* Ридберговские состояния атомов и молекул и элементарные процессы с их участием. М.: Эдиториал УРСС, 2001.
58. *Голубков Г.В., Голубков М.Г., Манжелей М.И.* // Хим. физика. 2014. Т. 33. № 2. С. 64; <https://doi.org/10.7868/S0207401X14020058s>
59. *Golubkov G.V., Golubkov M.G., Ivanov G.K.* // The Atmosphere and Ionosphere: Dynamics, Processes and Monitoring / Eds. Bychkov V.L., Golubkov G.V., Nikitin A.I. N.Y.: Springer, 2010. P. 1; https://doi.org/10.1007/978-90-481-3212-6_1
60. *Голубков Г.В., Голубков М.Г., Манжелей М.И.* // Хим. физика. 2012. Т. 31. № 2. С. 31.
61. *Голубков Г.В., Девдариани А.З., Голубков М.Г.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. Вып. 6. С. 1146.
62. *Голубков Г.В., Голубков М.Г.* // Хим. физика. 2014. Т. 33. № 2. С. 42; <https://doi.org/10.7868/S0207401X14020046s>
63. *Арделян Н.В., Бычков В.Л., Голубков Г.В. и др.* // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 7. С. 59; <https://doi.org/10.1134/S0207401X18070038>
64. *Loi S.T., Murphy T., Cairns I.H. et al.* // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42. № 10. P. 3707; <https://doi.org/10.1002/2015GL063699>
65. *Dmitriev A.V., Jayachandran P.T., Tsai L.-C.* // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2010. V. 115. № A12. A12244; <https://doi.org/10.1029/2010JA015380>
66. *Benneke B., Seager S.* // Astrophys. J. 2012. V. 753. № 2. P. 100; <https://doi.org/10.1088/0004-637X/753/2/100>
67. *Welch W.J., Fleming M., Munson C. et al.* // Publ. Astron. Soc. Pacif. 2017. V. 129. № 974. P. 1; <https://doi.org/10.1088/1538-3873/aa5d4f>
68. *Alperovich L., Eppelbaum L., Zheludev V. et al.* // J. Geophys. Eng. 2013. V. 10. № 2. 025017; <https://doi.org/10.1088/1742-2132/10/2/025017>