

ОЦЕНКА ЗАТУХАНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН В СРЕДЕ ВБЛИЗИ ст. “ПЕТРОПАВЛОВСК”, КАМЧАТКА, ПО СПАДУ СПЕКТРА

© 2016 г. А. А. Гусев^{1,2}, Е. М. Гусева²

¹Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, г. Петропавловск-Камчатский
E-mail: gusev@emsd.ru

²Камчатский филиал Геофизической службы РАН, г. Петропавловск-Камчатский
E-mail: emg@emsd.ru

Поступила в редакцию 18.09.2014 г.

Оценка параметров затухания (суммарно поглощения и рассеяния) S -волн вблизи ст. РЕТ, Камчатка, выполнялась спектральным методом по оригинальной методике. Обычно спектральный метод использует изменение формы спектров записей ускорения с расстоянием в предположении плоской формы спектра ускорения в очаге землетрясения. В реальности это предположение нарушается: очаговые спектры ускорения нередко имеют верхний срез (“ f -max” очагового происхождения), который ограничивает полезную полосу спектра. Неучет данного явления ведет не только к большому разбросу индивидуальных оценок, но и к систематическим ошибкам типа завышенных оценок потерь. В примененном подходе сначала оценивали частоту названного верхнего среза, а затем строили оценки потерь только в пределах той полосы частот, где очаговый спектр приблизительно плоский. Предварительная оценка формы очагового спектра выполнялась путем приблизительной компенсации потерь. Для этого использовали предварительные оценки затухания, близкие к окончательным. Входной параметр расчета затухания — разность логарифмов спектральных амплитуд на краях рабочей полосы. Использовали цифровые акселерограммы ст. РЕТ с частотой опроса 80 Гц; по ним рассчитывали сглаженный спектр группы S -волн, среднеквадратический по двум горизонтальным компонентам. Привлечено 384 спектра местных землетрясений с $M = 4–6.5$ на гипоцентральных расстояниях 80–220 км. Применив нелинейный МНК, нашли следующие параметры модели потерь: добротность $Q_0 = 156 \pm 33$ на частоте $f = 1$ Гц для диапазона расстояний $r = 0–100$ км, показатель в степенном законе роста добротности с частотой $\gamma = 0.56 \pm 0.08$, параметр потерь под станцией $\kappa_0 = 0.03 \pm 0.005$ с. Реальная точность оценок может быть несколько ниже указанной формальной. Обнаружено также (при доверительном уровне 10%) снижение потерь с расстоянием.

DOI: 10.7868/S0002333716030030

ВВЕДЕНИЕ

Исследование затухания сейсмических волн с расстоянием дает фундаментальную информацию о неупругости и рассеивающих свойствах земной среды. Знать затухание необходимо также для оценки очаговых спектров, сейсмической энергии, сейсмических моментов и иных очаговых параметров землетрясений, для моделирования возможных сильных движений грунта и пр. Помимо общенаучного интереса, важно знать и фактические свойства затухания в конкретном регионе. Далее под “затуханием” будем понимать суммарные потери энергии волны на поглощение (неупругие потери) и на рассеяние на большие углы, а убывание амплитуд за счет геометрического расхождения оставляем в стороне. Сейсмическую энергию, рассеянную на малые углы, как это принято в сейсмологии, будем рассматривать совместно с энергией прямых волн. Не будет использоваться словоупотребление инженерной сей-

смологии, когда под затуханием подразумевают комбинированный эффект геометрического расхождения и потерь. На региональных расстояниях и на высоких частотах (1–50 Гц) уровень изученности затухания как явления недостаточен. Остаются далеко не ясными такие принципиальные проблемы, как относительная роль собственно трассы (луча), с одной стороны, и грунтово-геологических условий вблизи приемника (вклад площадки, site effect), с другой, а также характер частотной зависимости добротности Q .

Для изучения затухания наиболее распространены следующие два качественно различных подхода. В первом из них (“прямом”) за основу берется затухание “брутто”: изучается спад амплитуд или амплитудных спектров с расстоянием. Для оценки потерь далее обычно делаются предположения относительно геометрического расхождения. Его влияние на амплитуды затем исключается, а остаток рассматривают как суммарный эффект рассеяния и поглощения на трассе. Вклад

площадки в потери обычно остается неизвестным. В другом подходе (“спектральном”) за основу берется форма спектров, зависящая от расстояния. Делаются предположения относительно формы амплитудных спектров в очаге, и изучается изменение с расстоянием формы наблюдаемых спектров. Если можно предполагать, что по всей изучаемой полосе частот волны имеют однотипный характер геометрического расхождения, вопрос о том, каков именно этот характер, можно оставить в стороне. Для изучаемого далее случая достаточно высоких частот волны можно считать объемными, и геометрическое расхождение — независимым от частоты. Потери, найденные по изменениям спектра, рассматривают как суммарный эффект рассеяния и поглощения. Плюс прямого подхода — возможность исследовать затухание непосредственно, не делая гипотез о спектре излучателя; его минус — необходимость делать гипотезы касательно расхождения. Также возникают затруднения при оценке эффекта площадки, если только не используется нормировка к амплитудам кода-волн (последнее в предположении, что вклад площадки одинаков для “прямых” волн и коды). Плюс спектрального подхода — возможность изучать только затухание, и притом как по трассе, так и вблизи приемника; его минус — необходимость делать гипотезы касательно спектра источника, предполагать малость спектральных аномалий площадки, а также, что иногда важно, делать предположение об отсутствии зависимости геометрического расхождения от частоты. Этот подход удобен при использовании данных одиночной станции. В настоящей работе использован именно спектральный подход.

В обоих упомянутых подходах имеется важное и мало обсуждаемое упрощение, связанное с трактовкой потерь на рассеяние. Обсудим его применительно к объемным волнам. Обычно в сейсмологии неявно предполагается, что можно четко выделить на сейсмограмме “фазы”, “группы”, или “цуги” объемных волн. Очевиден проблемный случай местного землетрясения с большой очаговой длительностью, когда *P*-волны от поздних этапов очагового процесса накладываются на вступления *S*-волн. Оставим этот случай в стороне, и ограничимся случаями слабых и умеренно сильных землетрясений, когда очаговая длительность невелика. Также ограничимся важным случаем *S*-волн. Практика показывает, что и для слабого землетрясения четко выделить группу *S* возможно далеко не всегда. Часто группа *S* плавно сменяется кодой, и никакого указания на “окончание” группы не видно. Это явление связано с рассеянием (или многолучевым распространением) волн.

В оптике и акустике рассеянными считаются волны, распространяющиеся от препятствия-рассеивателя в любом направлении, отличном от

направления падающей волны. При этом имеются в виду также и волны, рассеянные на малые углы. Энергия таких волн рассматривается целиком как рассеянная и включается в потери. Практика региональной сейсмологии иная: волны, рассеянные на малые углы, практически невозможно отсечь от прямой волны, и эти волны рассматриваются заодно с прямой волной. Лишь энергия волн, рассеянных на большие углы, рассматривается как потерянная. В частности, выделяемая сейсмологами “группа *S*-волн” условно рассматривается как прямая волна, хотя фактически она формируется совместно прямыми волнами и волнами, рассеянными на малые углы. Для этой группы волн потери энергии имеют две компоненты: обсуждаемые потери на рассеяние на большие углы, а также потери на поглощение (неупругие). Добротности, связанные с этими двумя факторами, обозначают Q_{sc} и Q_i , соответственно, а полные потери выражают через суммарную добротность Q_i или просто Q ; при этом $Q_i^{-1} = Q_{sc}^{-1} + Q_i^{-1}$.

В идеале желательно использовать теорию рассеянных волн для анализа наблюдаемой картины. Такие подходы развиваются; они дают надежду оценить отдельно вклады рассеяния и поглощения. Типичным методом этого рода является MLTWA (Multiple Lapse Time Window Analysis; см. например [Абубакиров, 2005]). В этом методе параметры огибающих наблюдаемых записей, подвергнутых полосовой фильтрации, сравниваются с параметрами расчетных огибающих. Последние вычисляются по модели однородной среды с изотропным рассеянием и неупругими потерями. Сравнение модельных и наблюдаемых кривых позволяет отдельно оценить параметры рассеяния и неупругих потерь. Однако оценки, полученные этим способом, следует считать предварительными. Проблема в том, что в моделях, которые используются при интерпретации методом MLTWA, обычно игнорируются такие факторы реальной среды, как явное отсутствие изотропии рассеяния и сильно выраженная вертикальная неоднородность коэффициента рассеяния. Неучет этих факторов может исказить оценки в разы [Gusev, Abubakirov, 1996; 1999]. Модели, принимающие во внимание названные факторы, пока не развиты достаточно. В такой ситуации приходится идти на использование более примитивного подхода с выделением волновых групп *S*. Выбор положения окончания группы *S* делается с известной долей произвола, интерактивно или автоматически.

Первоначально спектральный подход использовали в рамках очень простых моделей спектра очага и спектральной структуры потерь. Принималось, что: (1) спектр ускорений в очаге — плоский; (2) потери в среде описываются добротностью Q , не зависящей от частоты; (3) Q не зависит от эпицентрального или гипоцентрального расстояния.

В реальности нарушаются все три названные гипотезы. Поэтому модель, использованная для интерпретации в данной работе, предполагает нарушение для каждой из них. Обсудим эти вопросы подробнее.

Начнем с очагового спектра. В ранних работах [Гордеев и др., 1978; Anderson Hough, 1984] при применении спектрального подхода использовали гипотезу плоского очагового спектра ускорений. Так себя ведет классическая модель очагового спектра (смещения) по Аки-Бруну (типа “омега-квадрат”) в диапазоне частот намного выше корнер-частоты f_c . В таких случаях наблюдаемый спектр ускорений имеет приблизительно плоский участок, причем этот участок ограничен со стороны высоких частот выраженным верхним срезом. В идеале положение этого среза должно было бы быть прямо связано с интегральными потерями на трассе луча. Однако, как подчеркнул Хэнкс [Hanks, 1982], попытка полной компенсации этих потерь с использованием экспериментальных оценок затухания в среде обычно оказывается безуспешной. Частоту такого остаточного среза Хэнкс обозначил “ f_{\max} ”. Вскоре в работе [Anderson and Hough, 1984] было показано, что вероятная причина формирования подобного устойчивого среза – существенные потери в верхней части разреза, в непосредственной окрестности станции. Они вели рассмотрение в рамках гипотезы о постоянном, независимом от частоты значении параметра добротности Q . В этом случае задача оценки затухания сводится к оценке лишь одного параметра, обозначаемого k^* или k , тесно связанного с f_{\max} . Параметр k определяется как $k = \int_l dr/cQ$, где dr – элемент луча, l – трасса луча, c – скорость волны. В региональных и инженерно-сейсмологических задачах обнаруживается, что и трасса, и, соответственно, приведенный интеграл естественным образом разбиваются на две части. Одна часть трассы – это очень короткий участок в верхней части разреза непосредственно под станцией или площадкой строительства. Его вклад в интеграл, обозначаемый k_0 , может быть на практике принят постоянным. Для остальной части трассы луча вклад в интеграл растет с расстоянием, линейно или более сложным образом. Этот вклад далее обозначается k_v . Следует отметить, что в приведенном интеграле вполне можно принять $k = k(f)$, $Q = Q(f)$. Поясним сразу, что интерпретация в данной работе будет идти в предположении, что k_0 не зависит от частоты, а k_v – зависит.

Как уже отмечено, в работе [Anderson, Hough, 1984] было предложено оценивать k по спаду спектра локального землетрясения с частотой в предположении плоского спектра ускорений в очаге. Этот подход нашел широкое применение.

В ряде последующих работ алгоритм Андерсона и Хок был усовершенствован: использовали записи толчков с достаточно высокими f_c , форма очагового спектра этих толчков принималась по модели Бруна, причем значение f_c рассматривали как дополнительный неизвестный параметр [Boatwright et al., 1991; Fletcher et al., 1991]. При этом на высоких частотах сохраняется плоская форма очагового спектра. Важным элементом этих работ является использование комбинированного подхода, когда Q оценивается в ходе единой двухшаговой инверсии. При этом используются оба упомянутые источники информации о потерях: убывание амплитуд спектра с расстоянием и изменение формы спектра с частотой. В этом подходе совместная оценка Q двумя качественно разными способами должна обеспечивать стабильность результата инверсии. При этом геометрическое расхождение либо предполагается степенным, но показатель степени – в числе неизвестных, либо предвычисляется на основе заданного скоростного разреза коры.

Дискуссионным местом этой методики является выбор конкретной модели спектра – по Бруну. В рамках этой модели формирование f_{\max} связывается исключительно с частотно-зависимыми потерями в среде. Однако наблюдаются случаи, когда четко видно наличие верхнего среза у спектров ускорений, которые уже исправлены за потери и на трассе, и под станцией. Такие факты указывают на частично очаговую природу f_{\max} . Иначе говоря, наблюдаемая f_{\max} может иметь сложную природу, и формироваться не только за счет частотно-зависимых потерь при распространении волн в среде, но еще и за счет наличия верхней границы в очаговом спектре ускорения. Гипотеза о существовании такой границы была выдвинута в работах [Papageorgiou, Aki, 1983; Gusev, 1983; 1984]; далее названная граница обозначается f_{c3} (см. рис. 1). Первоначально эта гипотеза была предложена в попытке объяснить формирование f_{\max} за счет очаговых эффектов. Но, как уже отмечено выше, вскоре в работе [Anderson, Hough, 1984] было обнаружено, что в формировании наблюдаемого f_{\max} важнейшую роль играют потери под приемником, в непосредственной окрестности станции. В этих условиях даже аккуратное исключение затухания на трассе не позволяет привести спектр к очагу. Феномен f_{\max} стали связывать с потерями под станцией, и гипотеза существования f_{c3} была, в сущности, оставлена большинством сейсмологов.

Все же f_{\max} очагового происхождения неоднократно удавалось четко выявить [Kinoshita, 1992; Гусев и др., 1997; Sasatani, 1997]; краткий обзор см. [Gusev, 2013]. В настоящее время существование вклада очага в формировании феномена f_{\max} обычно признается в принципе [Purvance and Anderson, 2004], но вопрос изучен совершенно

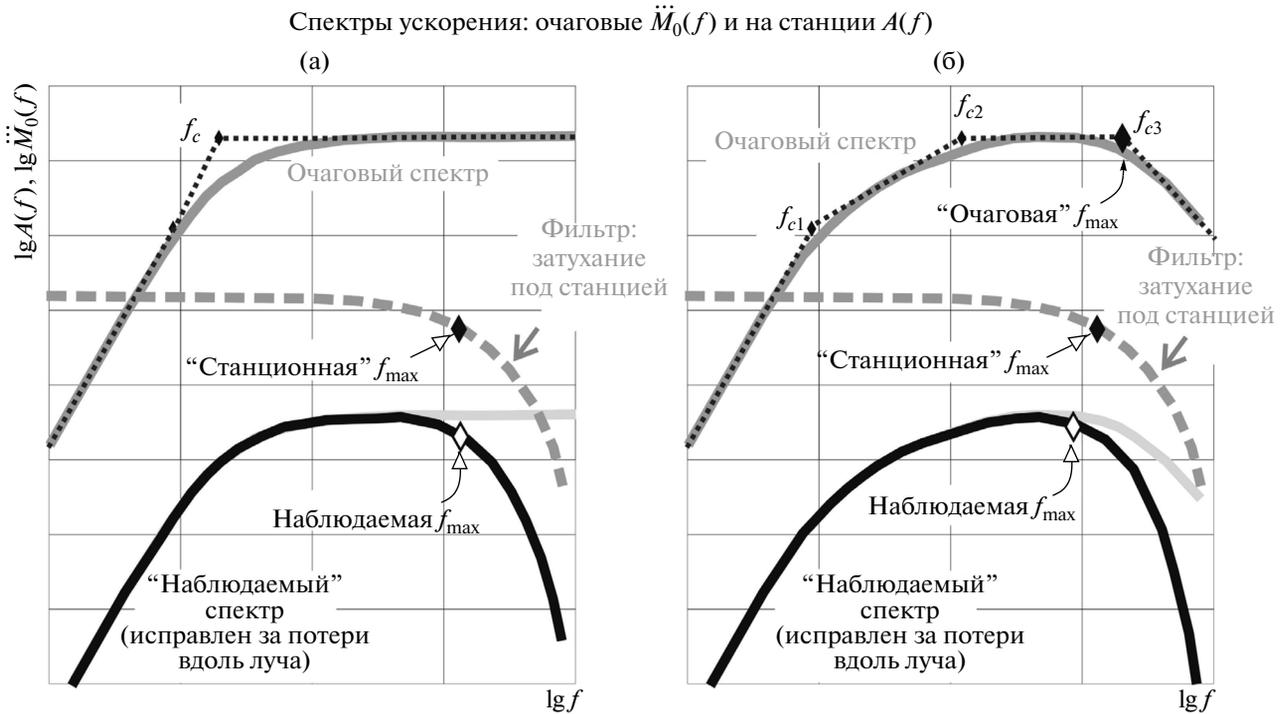


Рис. 1. Схематический амплитудный спектр (Фурье) ускорения объемных волн. Верхние кривые – очаговый спектр ускорения ОСУ или $\ddot{M}_0(f)$, нижние кривые – исправленный спектр $A(f)$ на станции, то есть наблюдаемый спектр, в котором скомпенсированы все потери, кроме связанных с толщиной грунта непосредственно под станцией. Средняя штриховая кривая – передаточная функция оператора поглощения в грунтовой толще, действие которого формирует, частично или полностью, верхний срез регистрируемого спектра ускорения “ f_{\max} ”: (а) – случай стандартной модели ОСУ по Бруну с единственной корнер-частотой f_c . В этом случае значение f_{\max} определяется только средой, обозначим его $f_{\max}^{(c)}$. Модель обычно неплохо работает для слабых землетрясений, но часто применяется и для сильных (при магнитудах $M = 6$ и более); (б) – аналогичные спектры для принятой в работе модели ОСУ с тремя корнер-частотами f_{c1} , f_{c2} и f_{c3} . Модель пригодна для описания спектров землетрясений любых магнитуд. В случае (а) f_{c1} и f_{c2} совпадают, причем в случаях, когда изломы в спектре при f_{c1} и f_{c2} явно видны на наблюдаемых спектрах, традиционно принято принимать спектр по Бруну $s f_c = (f_{c1} f_{c2})^{0.5}$. Частота f_{c3} играет роль f_{\max} очаговой природы, или $f_{\max}^{(o)}$. Комбинация двух срезов $f_{\max}^{(c)}$ и $f_{\max}^{(o)}$ приводит к появлению наблюдаемого “суммарного” верхнего среза f_{\max} . Всегда выполняются неравенства $f_{\max} < f_{\max}^{(c)}$ и $f_{\max} < f_{\max}^{(o)}$. Часто, особенно для слабых землетрясений, имеет место случай: $f_{\max}^{(c)} \ll f_{\max}^{(o)}$, тогда наблюдаемая f_{\max} (обычно в таких случаях порядка 5–15 Гц) определяется потерями под станцией и дает оценку для $f_{\max}^{(c)}$. Наряду с этим иногда, особенно для сильных землетрясений, встречается и противоположное неравенство $f_{\max}^{(o)} \ll f_{\max}^{(c)}$, тогда наблюдаемая f_{\max} (обычно порядка 2–4 Гц) определяется очагом и дает оценку для $f_{\max}^{(o)}$.

недостаточно. Основная трудность выявления f_{c3} в том, что наблюдаемая f_{\max} порождается действием на сигнал ускорения типа белого шума одновременно двух фильтров с сопоставимыми частотами среза (рис. 1). Принципиальная возможность наличия такой комбинации была отмечена уже в работе [Anderson, Hough, 1984, рис. 13], но способы интерпретации спектров в таких условиях не обсуждалась.

В этой ситуации возникает порочный круг: чтобы оценить f_{c3} , нужно скомпенсировать эффекты потерь; но непонятно, как оценивать потери независимым путем, не зная заранее f_{c3} . Дела-

лись попытки использовать модель, в которой вклады в наблюдаемое значение k за счет очага и трассы аддитивны [Purvance and Anderson, 2004], или мультипликативны [Tsai and Chen, 2000], но результаты не дают четкой картины. В работе [Sasatani, 1997; Gusev, 2013], чтобы исключить влияние на оценки f_{c3} потерь под станцией (вместе с искажающими эффектами передаточной функции грунтовой толщи под станцией), вычисляли отношение спектров двух землетрясений, записанных на одной и той же станции. Тогда можно оценить именно f_{c3} , но лишь в таких особых случаях, когда ее значение заметно различается между компонентами пары землетрясений. Для систематиче-

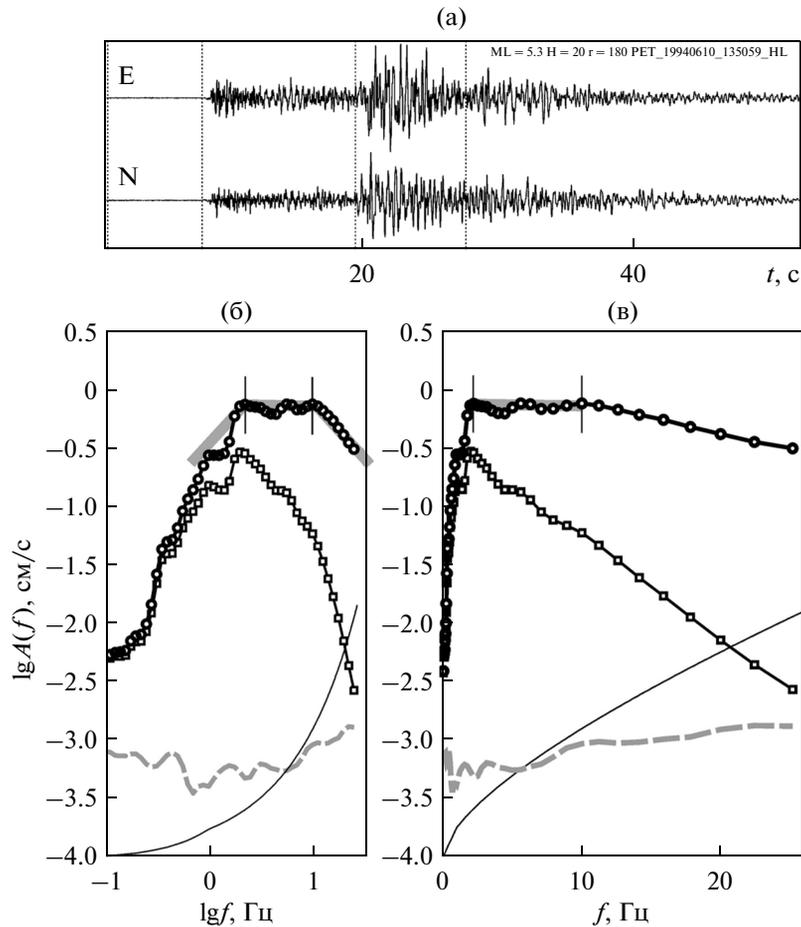


Рис. 2. Пример обработки записи S -волн, землетрясение 1994.06.10 в 13:26, $M_L = 5.3$, $H = 20$ км, $r = 180$ км: (а) – исходные записи горизонтальных компонент ускорения (масштаб по вертикали условный). Две пары штриховых линий отмечают интервал, по которому находили амплитудные спектры шума и S -волн; (б) – спектры $A(f)$ (наблюденный, квадраты), $A_1(f)$ (исправленный за поглощение, кружки), и спектр шума (серая штриховая), приведенные к $r = 1$ км. Тонкая линия внизу – использованный оператор коррекции потерь по модели “2013”, см табл. 1, сдвинутый вниз для упрощения графики. Серая ломаная линия аппроксимирует площадку в исправленном спектре и ее окрестность. Используемая для дальнейшей обработки аппроксимация площадки в спектре ускорения помечена вертикальными отрезками, они соответствуют частотам f_{c2} и f_{c3} . Масштаб билигарифмический; (в) – то же, масштаб полулогарифмический. Видно, что в полулогарифмическом масштабе на неисправленном спектре присутствие угловой точки при f_{c3} практически незаметно.

ского исследования такой подход не годится. Однако, не расщепив эффекты факторов очага и среды, в принципе невозможно изолировать и аккуратно оценить вклад одного из них (потери на трассе). В настоящей работе ищутся подходы к этой проблеме.

Другой упомянутый спорный вопрос – использование в ряде работ предположения о независимости Q от частоты. Это предположение в реальности нарушается как для мантии в целом [Lekic et al., 2009], так и для литосферы. Оценки Q по прямому методу систематически указывают на такую зависимость [Федотов, Болдырев, 1969]. Спектральный метод говорит о том же; так, в работе [Trifunac, 1994] на материале спектров акселерограмм изучается затухание спектра ускорения для

землетрясений запада США и обнаруживается выраженная частотная зависимость потерь. Это видно также и из специального исследования [Ford et al., 2008], где сравнены пять технологий оценки Q . См. также [Malagnini et al., 2007], где для Калифорнии по надежным и обширным данным получена модель с выраженной частотной зависимостью Q , близкая к $Q = 180f^{0.42}$. Дискуссия по поводу частотной зависимости Q до сих пор не стихла.

Наконец, имеется проблема зависимости оценки κ и Q от гипоцентрального расстояния. Так, в работах [Hough et al., 1988; Trifunac, 1994] отмечается для Калифорнии выраженная зависимость такого рода: потери (Q^{-1}) снижаются с расстоянием. Вероятная причина такой тенденции в

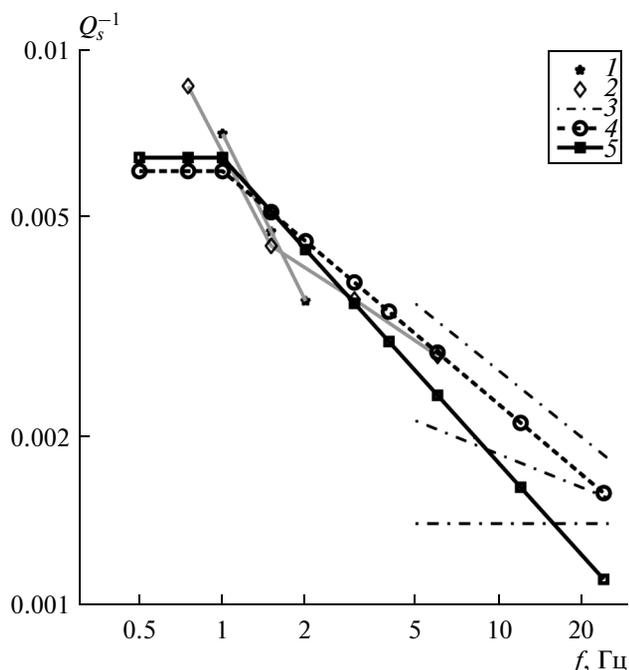


Рис. 3. Варианты зависимости Q^{-1} от частоты для $r = 100$ км: 1 – по [Гусев, Шумилина, 1999], точечная оценка с нечеткой привязкой по частоте; 2 – по [Абубакиров, 2005], прямая эмпирическая оценка; 3 – три варианта $Q^{-1}(f)$, полученные на основе оценки κ из [Гусев, Гусева, 2012] для диапазона 5–25 Гц, при фиксированных заданных вариантах $\gamma = 0, 0.2$ и 0.4 (снизу вверх); 4 – оценка из [Гусев, Гусева, 2013], использованная для коррекции спектров; 5 – результат данной работы.

том, что с ростом расстояния лучи ныряют глубже, а потери (Q^{-1}) снижаются с глубиной. По-видимому, это явление – почти повсеместное. Так, в работе [Castro et al., 2008] для района Северной Италии такая зависимость не только найдена, но также проинтерпретирована в рамках двухслойной модели коры и верхней мантии. По этой модели Q^{-1} более чем в десять раз выше в верхнем слое сравнительно с нижним (при $f = 2-3$ Гц). Весьма выраженное снижение потерь с расстоянием обнаружено в работе [Kurtulmus and Akyol, 2013] для Западной Турции. Таким образом, для аккуратной характеристики потерь совершенно недостаточно единственного параметра среды Q^{-1} , не зависящего ни от частоты, ни от расстояния. Нужно непосредственно изучать отмеченные зависимости.

Основная задача, решаемая в настоящей работе – изучить затухание S -волн на новой методической основе, при совместном учете всех названных проблем: сложной природы f_{\max} , зависимости Q от частоты и зависимости Q расстояния. Для расщепления вкладов очага и среды в спад спектра ускорения на высоких частотах (явление f_{\max}) используется двухшаговый подход. Сначала на-

блюдаемые спектры корректируются с использованием предварительной оценки потерь (и на трассе, и под станцией), и по исправленному спектру оценивается f_{c3} . Затем по выделенному участку предположительно плоского очагового спектра, на частотах ниже f_{c3} , выполняется уточненная оценка затухания. Оказалось, что полученная оценка затухания незначительно отличалась от начальной оценки, и процедуру оценки затухания ограничили поэтому одной итерацией, без повторного уточнения.

В качестве исходного наблюдательного материала используются записи местных землетрясений на ст. Петропавловск, Камчатка, в полосе частот 1–30 Гц, на гипоцентральных расстояниях 80–220 км. Для Восточной Камчатки имеется определенный уровень изученности параметров затухания; краткий обзор более ранних работ и последние оценки см. в [Абубакиров, 2005]. Основным в этой работе был метод MLTWA. Параллельно в этой работе получены оценки более традиционным путем, на основе известного метода нормализации амплитудных спектров по уровню кода-волн, в предположении геометрического расхождения $1/r$. Эти оценки можно сравнить с независимыми оценками, полученными в настоящей работе спектральным методом; если при подобном сравнении получаются согласованные оценки, это повысит доверие к полученным в обеих работах результатам.

Структура работы следующая. Сначала обсуждаются методические вопросы и алгоритмы обработки, описываются исходные данные и начальные оценки затухания. Далее приводятся примеры данных и обсуждаются важные практические вопросы применения методики, включая выделение сегментов наблюдаемого спектра, пригодных для оценки Q . Затем определяются параметры модели затухания в предположении зависимости Q от частоты и расстояния. Обе эти зависимости оказались выражены довольно четко.

МЕТОДИКА И ЕЕ ОБОСНОВАНИЕ; ПРОЦЕДУРЫ ОБРАБОТКИ

Пусть A_0 и A – амплитуды синусоидальной сейсмической волны S в приемнике для условий отсутствия или наличия затухания, соответственно. Относительные потери на пути r в однородной по поглощению среде с добротностью Q можно записать как

$$\begin{aligned} A/A_0 &= \exp(-\pi fr/cQ) = \\ &= \exp(-\pi ft/Q) = \exp(-\pi f \kappa), \end{aligned} \quad (1)$$

где f – частота волны, c , t – скорость и время пробега S – волн; $\kappa = t/Q$ – параметр интегральных потерь на трассе. При анализе данных вместо амплитуды синусоидальной волны используют

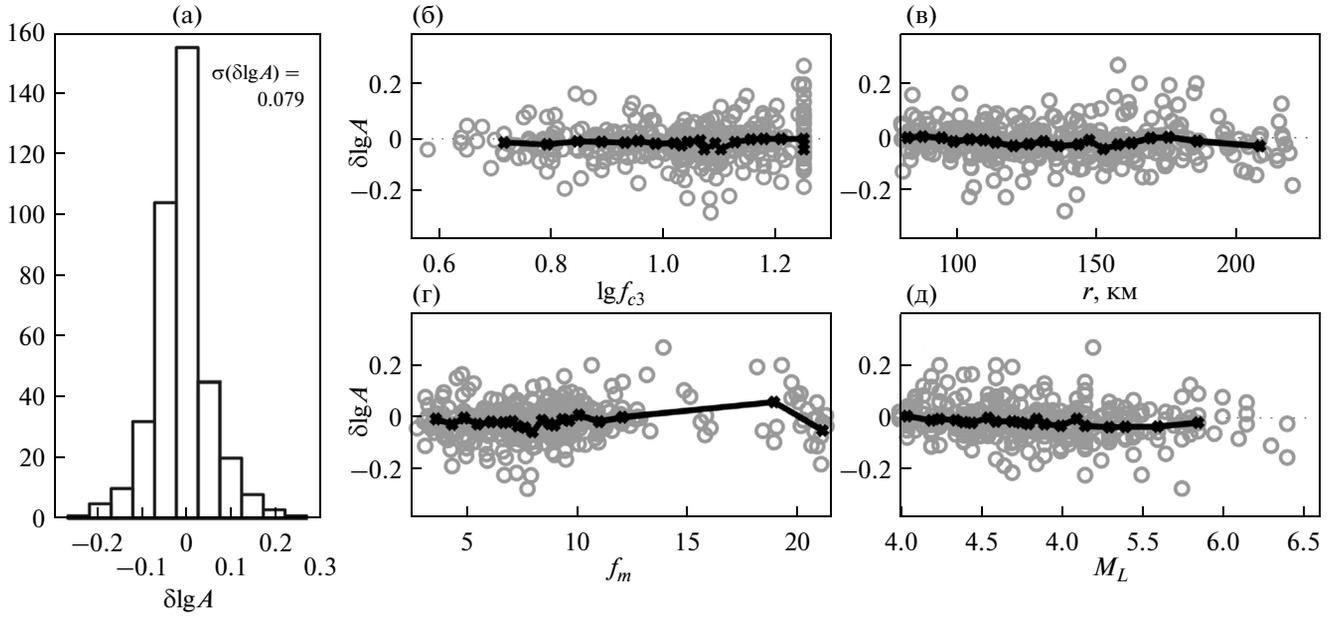


Рис. 4. Невязки $\delta \lg A$ аппроксимации наблюдаемых разностей логарифмов амплитуд подобранной комбинацией параметров k_0 , Q_0 , γ и q : (а) – гистограмма значений $\delta \lg A$. Приведена также оценка стандартного отклонения σ ; (б) – $\delta \lg A$ как функция верхней частоты рабочего интервала частот, f_2 ; (в) – $\delta \lg A$ как функция гипоцентрального расстояния r ; (г) – $\delta \lg A$ как функция средней частоты f_m рабочего интервала частот; (д) – $\delta \lg A$ как функция от M_L . Из (а) видно, что распределение имеет утяжеленные хвосты (экспесс = 5.7), что, повидимому, указывает на наличие смеси распределений с разными σ . Само значение σ невелико и соответствует остаточному разбросу амплитуд менее 10%. Из графиков (б), (в), (г) и (д) видно, что невязки не имеют систематического характера по отношению к изученным параметрам.

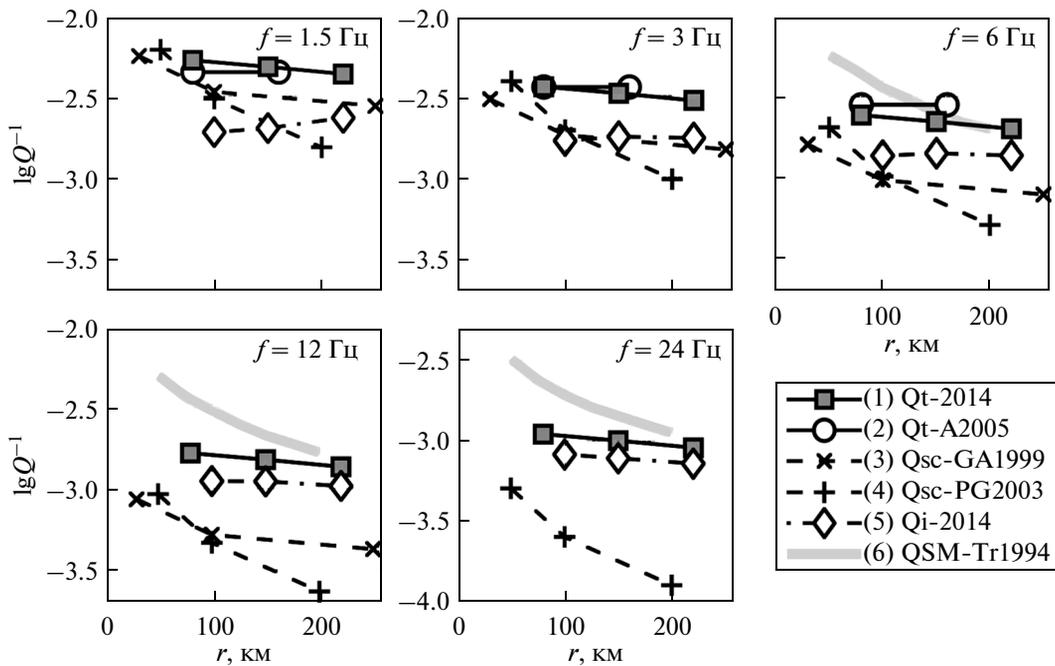


Рис. 5. Зависимость суммарных потерь Q_t^{-1} , потерь на рассеяние Q_{sc}^{-1} и неупругих потерь Q_i^{-1} для среды вблизи ст. РЕТ от расстояния для пяти частотных полос (осевые частоты указаны в правом верхнем углу каждого графика): 1 – оценки Q_t , наст. работа; 2 – Q_t по [Абубакиров, 2005]; 3 – Q_{sc} по [Gusev, Abubakirov, 2003]; 4 – Q_{sc} по [Petukhin, Gusev, 2003]; 5 – Q_i , см табл. 2; 6 – Q_i , по [Trifunac, 1994] для запада США. Рост потерь Q_i^{-1} с расстоянием при 1.5 Гц недостоверен.

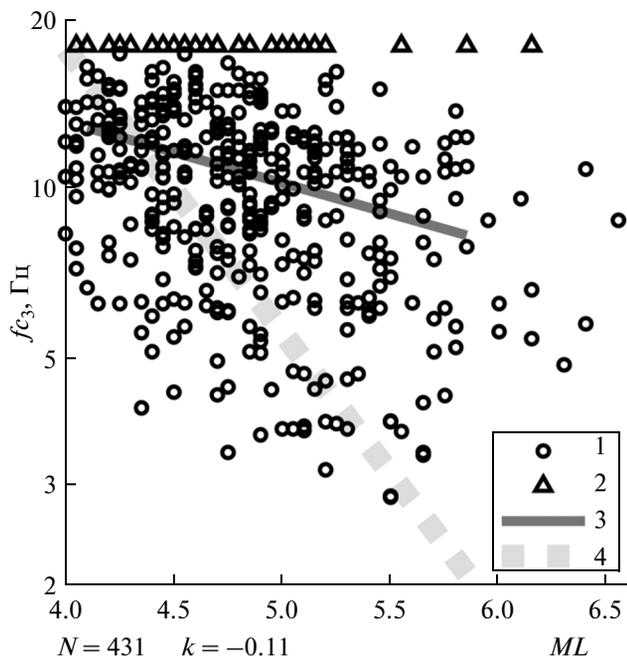


Рис. 6. Зависимость оценок f_{c3} от локальной магнитуды ML : 1 — обычная оценка; 2 — так отображена оценка в виде неравенства $f_{c3} > 18$ Гц; 3 — эмпирический линейный тренд $f_{c3}(ML)$, оценен с совместным учетом обычных данных и данных типа неравенств; его наклон -0.11 ± 0.017 ; 4 — такой же гипотетический тренд в предположении кинематического подобия очагов.

оценку амплитудного спектра Фурье волнового пакета S -волн, полученную осреднением мощности в достаточно узкой полосе частот. При анализе на языке параметра k часто делается предположение о независимости Q от частоты; тогда и k не зависит от частоты. Хотя такое предположение в реальности является обычно переупрощенным, в инженерной сейсмологии, где чаще всего изучают параметр k , сложилась традиция работать в предположении частотной независимости k , и это вполне оправдано в отношении компонента k_0 , о чем ниже. Отметим, что и для телесеismicских P -волн на частотах около 1 Гц и ниже, и для поверхностных волн нередко принимаемую гипотезу частотно-независимого Q (и k^*) следует считать переупрощенной [Lekic et al., 2009].

На более высоких частотах частотная зависимость k^* оказалась очень заметной даже в телесеismicке (см. например, [Venkataraman et al., 2002]); для локальных же трасс она выражена очень ясно. Но на самых малых расстояниях (эффект площадки или верхней части разреза под станцией), потери в верхних десятках-сотнях метров разреза под сейсмической станцией снова неплохо согласуются с идеей частотно-независимого Q . Вклад верхней части разреза в потери обозначается k_v , а

часть потерь, зависящая от расстояния и, предположительно, частоты, обозначается k_r . Важно, что значение Q в верхней части разреза намного ниже, чем на основной части трассы луча. В рамках модели спектра по Бруну, именно k_0 определяет наблюдаемую частоту f_{\max} на записях, полученных на минимальном удалении от очага. В подобных случаях, ориентировочно, $k_0 \approx 0.2 / f_{\max}$. Предположение частотной зависимости k или Q усложняет анализ; но проблемы на этом не заканчиваются: имеется также зависимость оценок Q от расстояния. Вероятные причины этого см. во Введении. Таким образом, изучая затухание, следует рассматривать факторы частоты, расстояния, а также учитывать эффект площадки; последнее можно делать в предположении постоянного Q .

С учетом описанных фактов, при анализе данных исходили из следующей модели затухания

$$-\ln\left(\frac{A(f)}{A_0(f)}\right) = \pi f k = \quad (2)$$

$$= \pi f (k_0 + k_v) = \pi f k_0 + \frac{\pi f r}{c Q(f, r)},$$

где $A(f)$ и $A_0(f)$ — сглаженные амплитудные спектры S -волн вблизи частоты f в условиях отсутствия или наличия потерь, соответственно; а параметр потерь Q^{-1} будет приниматься зависящим от частоты по степенному закону [Федотов, Болдырев, 1969] и от расстояния по линейному закону:

$$Q^{-1}(f, r) = Q_0^{-1} \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-\gamma} \left(1 + \frac{q(r - r_0)}{r_0}\right), \quad (3)$$

где параметры Q_0 , γ и q — неизвестны и, вместе с k_0 , подлежат оценке из наблюдений. Использование интегрального параметра k_0 позволяет обойти трудную и обычно несущественную для приложений задачу определения деталей вертикального разреза Q непосредственно под станцией. Опорное расстояние r_0 , к которому привязано искомое значение Q_0 , далее принимается как $r_0 = 100$ км; это значение выбрано с учетом того, что это расстояние — внутри рабочего диапазона наших данных, покрывающих ограниченный диапазон расстояний 80–220 км. Подставив (3) в (2), увидим, что k_v считается квадратической функцией расстояния. Нередко используемая модель частотно-независимого k соответствует предположению $\gamma = 0$. Принято $f_0 = 1$ Гц.

Для применимости спектрального подхода на полученных спектрах записей следовало выделить участок, в пределах которого очаговый спектр ускорения можно принимать плоским. Это — непростая задача. Излучение очага определяется через очаговый спектр землетрясения, или амплитудный спектр $|\dot{M}_0(f)|$ от функции $\dot{M}_0(t)$

скорости изменения сейсмического момента (“очаговый спектр смещения”, ОСС). Далее знак модуля $|\cdot|$ опускаем. В большинстве работ по изучению затухания спектральным методом $\dot{M}_0(f)$ принимается по модели [Brune, 1970] в виде:

$$\dot{M}_0(f) = \frac{M_0}{1 + (f/f_c)^2}, \quad (4)$$

где f_c – параметр “корнер-частота” (верхняя частота среза ОСС), а M_0 – скалярный сейсмический момент. Последний жестко связан с моментной магнитудой, которая определена как

$$M_w = 2/3(\lg M_0 [\text{дин см}] - 10.7). \quad (5)$$

Локальная магнитуда M_L камчатской региональной сети сопоставима с M_w . Спектр ускорения движения грунта вдали от очага пропорционален $\ddot{M}(f)$ (спектру третьей производной от $M_0(t)$), и может быть записан в случае (4) как

$$A_0(f) \sim \ddot{M}(f) = \frac{(2\pi f)^2 M_0}{1 + (f/f_c)^2}. \quad (6)$$

Функцию $\ddot{M}(f)$ называют “очаговым спектром ускорения” (ОСУ). При $f \gg f_c$, в предположении справедливости (6), $A_0(f)$ почти не зависит от f , и поэтому для наблюдаемого спектра $A(f)$ можно в этом диапазоне записать, с учетом (2),

$$\ln A(f) = A_0(f) - \pi f \kappa \approx \text{const} - \pi f \kappa. \quad (7)$$

Значение κ теперь вроде бы можно оценить как $-\frac{1}{\pi} \frac{d \ln A(f)}{df}$, и каждый спектр дает индивидуальную оценку κ [Anderson Hough, 1984].

Однако модель очагового спектра (6) слишком проста, наблюдаемые данные ей часто противоречат, поэтому прямое применение этой модели при анализе данных может вести к искажению оценок. Вопрос наличия у плоской части ОСУ верхней границы f_{c3} очаговой природы обсужден во Введении. Но усложнения этим не ограничиваются. Уже в работе [Brune, 1970] отмечено, что упомянутый “основной” изгиб спектра – при $f = f_c$ – может расщепляться на два, с двумя корнер-частотами, далее обозначаемыми f_{c1} и f_{c2} , между которыми имеется участок ОСС с промежуточным трендом, близким к f^{-1} , или, для ускорений, участок ОСУ с промежуточным трендом, близким к f^1 (см рис. 1). Вопрос обсуждался в [Gusev, 1983; Гусев, 1984; краткий обзор см. Gusev, 2013]. Корнер-частота f_{c2} , существенно превышающая f_{c1} , просматривается в большинстве изученных в данной работе спектров, см. [Гусев, Гусева, 2013]. Таким образом, нижняя граница рабочего диапазона частот должна выбираться на основе f_{c2} , которая заметно выше f_{c1} . В данной работе для оценки f_{c2} и f_{c3} использован следующий двухшаговый

подход: (1) взять заранее выполненную ориентировочную, начальную оценку потерь и на ее основе исправить спектр, скомпенсировав основную часть потерь, (2) используя полученную оценку формы очагового спектра, локализовать f_{c2} и f_{c3} и тем самым выделить диапазон частот, в пределах которого истинный ОСУ имеет, предположительно, поведение f^0 . Выявив, таким образом, рабочий диапазон частот для данного наблюдаемого спектра, далее можно использовать тренд спектра в пределах этого диапазона для расчета оценок затухания по (7) и, таким образом, получить новую, уточненную оценку потерь. Так и поступали в данной работе.

Первые два шага описанной процедуры иллюстрируются рис. 2. По полученным из наблюдений спектрам ускорения $A(f)$ вычисляется их исправленный за потери вариант $A_1(f)$ (он приблизительно отражает ОСУ; точное исправление дало бы $A_0(f)$). К кривой $A_1(f)$ подбирали модельную аппроксимацию в виде кусочно-степенного тренда. Близкая к оптимальной аппроксимация формы спектра подбирается интерактивно, и позволяет оценить корнер-частоты спектра. Данный подход требует, чтобы диапазон $[f_{c2}; f_{c3}]$ был достаточно широк для получения оценки $\kappa = -\frac{1}{\pi} \frac{d \ln A(f)}{df}$ из (7). Это условие нередко выполняется.

Описанный подход опирается на ряд неявных предположений, которые следует обсудить. Допустим, что в правой части (2) имеется еще одно слагаемое, описывающее потери, растущие с расстоянием, но не зависящие от частоты. Если вести анализ в терминах компонент величины κ , это означает предположение, что существует слагаемое κ' с поведением $\kappa' \sim 1/f$. Этот случай – не искусственный. Во-первых, неточная оценка геометрического расхождения всегда может внести в оценки поглощения фиктивный вклад такого рода; однако использованный спектральный подход независим от геометрического расхождения и поэтому устойчив против таких искажений. Во-вторых, как предположил Дэйнти [Dainty, 1980], вклад рассеяния в потери может описываться через $Q_{sc} = Q_{osc} f^{-\gamma}$ с $\gamma = 1$; такое поведение также внесло бы в κ вклад с поведением типа $1/f$. Неуловимость таких эффектов – потенциальная проблема спектрального метода. Однако в реальности вклад компоненты с поведением $1/f$ едва ли велик, так как эта компонента была бы должна проявиться очень резко на низких частотах, где оценки спектральным методом можно уверенно сопоставить с оценками, полученными прямым методом, и выявить подобные искажения, если они велики. Еще одна проблема спектрального метода в том, что поведение ОСУ типа f^0 принимается на веру. Конечно, модель плоского ОСУ

неоднократно показывала свою эффективность во многих задачах; она, однако, никогда не подвергалась жесткой проверке, и выполнить такую проверку непросто. Есть указания на нарушения данной модели. Так, в недавней аккуратной работе [Ye et al., 2013] для отдельных очагов получена достаточно уверенно оценка поведения спектра ускорения $f^{0.2-0.4}$ вместо f^0 , хотя надо подчеркнуть, что случай f^0 оказался типичным. Далее эта проблема игнорируется, но ее реальность нельзя забывать.

Наконец, существенные искажения при спектральном подходе могут быть внесены за счет спектральных особенностей станции, то есть отличий передаточной функции верхней части разреза под приемником от таковой для полупространства. Данный фактор трудно проконтролировать. Станция РЕТ расположена на интрузивных скальных породах со скоростями P -волн около 2.7 км/с. В десятках работ по сейсмическому микрорайонированию площадок вблизи Петропавловска-Камчатского методом отношений спектров S -волн или коды, ст. РЕТ всегда успешно применялась как опорная “скальная” станция и никогда не показывала заметных резонансных пиков или иных особенностей. Хотя данные соображения далеки от полной убедительности, далее будет предполагаться, что спектральными особенностями ст. РЕТ можно пренебречь.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ И ПЕРВЫЙ ЭТАП ОБРАБОТКИ

С 1993 г. на Камчатке функционирует цифровая широкополосная сейсмическая станция РЕТ (“Петропавловск-Камчатский”) сети IRIS, ее записи и были использованы в работе. Использование этих данных впервые позволило детально изучать затухание на Восточной Камчатке. Исходные данные для подбора модели (3) получали следующим образом. Были взяты все имеющиеся записи ст. РЕТ от землетрясений периода 1993–2005 гг. с магнитудами $M_L = 4-6.5$ ($K^{\Phi 68} = 9.5-14$), на эпицентральных расстояниях $r = 80-220$ км, без отбора по глубине. Более близкие землетрясения здесь крайне редки. Записи с частотой опроса 80 Гц получены цифровым каналом: акселерометр FBA-23 – регистратор “Quanterra”. После введения поправок за прибор записи просматривали и выделяли сегменты S -волн и шума перед вступлением P . Использовали два варианта выделения сегмента S -волн. В формальном варианте длина сегмента данных составляла жестко фиксированную долю x от времени пробега S -волн, а именно $x = 0.25$. В этом случае в рамках модели однократного рассеяния элементарная геометрия говорит, что типичные углы отклонения рассеянных лучей от исходного направления будут до 37° . При

многократном рассеянии типичные отклонения будут меньше. Поэтому выбор $x = 0.25$ выглядит приемлемым. При таком подходе иногда обрезается определенная часть энергии сигнала. В другом варианте сегмент выбирали интерактивно, и визуально оценивали длительность волновой группы так, чтобы в сегмент попадала основная часть энергии. В этом случае значение x оказывалось в пределах 0.10–0.35. Сравнение показало, что влияние варианта обработки на оценки спектров было неощутимым. Далее использовали результаты второго, визуального, варианта.

К сигналу в пределах сегмента применяли функцию окна со спадом в начале и конце шириной 5% от ширины окна и затем рассчитывали амплитудные спектры Фурье ускорения через БПФ. Амплитудные спектры сглаживали по процедуре (Гусева и др., 1989) с постоянным логарифмическим шагом по частоте, равным 0.05 десятичного логарифма (6 точек выходного спектра на октаву). Ширина окна сглаживания составляла 0.15 десятичного логарифма (половина октавы). Собственно операция сглаживания применяется к квадратам амплитуд, так что в энергию сигнала вносятся минимальные искажения. Затем спектр шума приводили к эквивалентной длительности сегмента сигнала умножением на $(d_s/d_n)^{0.5}$, где d_s и d_n – длительности сегментов сигнала и шума, соответственно. Значение d_n несколько превышало d_s или было сравнимо с ним. Спектры сигнала и шума для S -волн определяли как среднеквадратическое значение из двух горизонтальных компонент. Далее приближенно компенсировали влияние шума путем вычитания энергии шума из энергии сигнала. Верхняя граница рабочей полосы спектра определялась условием, что отношение мощностей сигнал/шум не менее трех. Нижняя граница той же полосы определялась требованием наличия не менее двух отсчетов БПФ – спектра в пределах полосы сглаживания. Но обычно реальная нижняя граница была выше этого порога и определялась часто встречающимся всплеском амплитуды наблюдаемого спектра смещения в области 0.2–0.3 Гц. Этот всплеск связан с дополнительным вкладом в сигнал от высокочастотных поверхностных волн, и его необходимо исключить из рассмотрения, если желательно рассматривать наблюдаемый сигнал как группу объемных волн S . В результате получали сглаженный спектр наблюдаемой S -волны.

Для внесения поправки за поглощение использовали предварительные оценки $Q(f)$, полученные следующим путем. Ранее [Гусев, Гусева, 2012] по ограниченным данным (десятки записей) с достаточно высокими амплитудами в спектральном окне 5–25 Гц, получили оценку q по этому окну. Для этого на основе (7) выполняли линейную регрессию $\ln A(f)$ в зависимости от f , и получали оценку q как коэффициента регрессии.

Требование наличия достаточно высоких амплитуд в данном окне, превышающих шум, автоматически отсекало большую долю спектров с низкими f_{c3} ; кроме того, при визуальном контроле отсекались случаи, когда зависимость $\ln A(f)$ была явно нелинейна. Можно поэтому полагать, что фиктивный вклад в поглощение за счет изгиба (дополнительного спада) очаговых спектров вносит лишь ограниченные искажения в результаты. Рост κ с расстоянием r в ряде работ аппроксимируется линейной функцией. В данном случае зависимость $\kappa(r)$, на фоне большого разброса, показывала явное замедление темпа роста κ с расстоянием. Были получены достаточно грубые оценки: $\kappa = 0.053$ с (0.070с), для $r = 100$ км (200 км) (значение в скобках соответствует второму значению $r = 200$ км, такую схему записи используем и далее). Значение κ_0 оценивается неуверенно, оно принято равным 0.016 с, что дает для $\kappa_v = (r/c)Q^{-1}(f, r)$, см (2, 3)) оценки $\kappa_v = \kappa - \kappa_0 = 0.037(0.054)$. Оценка Q для полосы 5–25 Гц в рамках гипотезы частотно-независимого Q получается по формуле

$$Q_{cn} = r/c\kappa_v, \quad (8)$$

(см. (2)), что при принятом $c = 3.8$ км/с дает $Q_{cn} = 711$ (975) для этой полосы. В то же время для области частот вблизи 1–2 Гц в [Гусев, Шумилина, 1999; Абубакиров, 2005] для Восточной Камчатки получены оценки Q в диапазоне 130–180. Поэтому наличие частотной зависимости Q несомненно. Приняв вид этой зависимости по закону $Q(f) = Q_0 f^\gamma$, из (2, 3, 4) нетрудно вывести соотношения для пересчета оценок κ_v , полученных по конкретному частотному диапазону $[f_2, f_1]$, в значение Q_0 при произвольном значении γ :

$$Q_0 = \frac{r(f_2^{1-\gamma} - f_1^{1-\gamma})}{c\kappa_{v12}(f_2 - f_1)}, \quad (9)$$

где

$$\kappa_{v12} = -\frac{\lg A(f_2) - \lg A(f_1)}{\pi(f_2 - f_1) \lg e} - \kappa_0, \quad (10)$$

– оценка κ_v на основе (2, 3, 7) для заданных f_1, f_2 , r в предположении $\gamma = 0$. При выводе (9, 10) учтено, что в силу (7) неизвестный мешающий параметр $\ln A_0(f)$ – постоянный и не зависит от частоты. Приняв в достаточной мере условно $\gamma = 0.42$, из (9, 10) получаем, что при $r = 100$ (200) км значение $Q_{cn} = 711$ (975) соответствует значению $Q_0 = 140$ (191). Для компенсации упомянутых выше систематических искажений сделанных оценок потерь в сторону завышения, в дальнейших расчетах использовали $Q_0 = 165$ (225) для $r = 100$ (200) км, с линейной экстраполяцией для других значений r , полагая $q = -0.36$. Отметим для ясности, что значения Q_{cn} и Q_0 для $r = 200$ км – это средние по

интервалу расстояний [0 200] км; оценки потерь внутри интервала расстояний [100 200] км будут иными. Значения $Q(f, r = 100$ км) по принятой предварительной модели “2013” см. на рис. 3.

Исходя из описанной модели затухания (2, 3), и предварительных оценок κ_0, q, γ и Q_0 ($r = 100$), каждый наблюдаемый спектр были скорректирован с учетом индивидуального значения r . Пример полученной формы спектра $A_1(f)$, вместе с исходной $A(f)$, – на рис. 2бв. К скорректированным спектрам интерактивно подбиралась близкая к оптимальной кусочно-степенная (кусочно-линейная на рис. 2а) аппроксимация. Для этого на билогарифмическом графике спектра $A_1(f)$, выбирается близгоризонтальный участок (с наклоном не более ± 0.5) и отмечаются положения изломов, задающих f_{c2} и, если возможно, f_{c3} . Случаи, когда f_{c3} определить невозможно, следующие: (1) плоский спектр ускорений продолжается до 30 Гц или до последней точки спектра с приемлемым отношением сигнал/шум; (2) правее изгиба спектра имеется всего 1–2 точки сглаженного спектра, и оценка f_{c3} явно ненадежна. В этих двух случаях для оценки затухания в качестве верхней границы приблизительно плоского спектра $A_1(f)$, вместо f_{c3} использовали фактическую верхнюю границу, f_r . Встречались “вырожденные” случаи: $f_{c1} \approx f_{c2}$, спектр следует (б) и проблем не возникает; $f_{c2} \approx f_{c3}$, спектр имеет выраженный одиночный пик вместо площадки и оценку поглощения сделать невозможно (хотя f_{c3} удастся определить). Далее обозначаем границы рабочего диапазона частот $[f_1, f_2]$, где f_1 – это f_{c2} или f_{c1} ; a_2 – это f_{c3} либо f_r . В случаях, когда ширина рабочего диапазона $\Delta f = f_2 - f_1$ превышает 2 Гц, спектр считали приемлемым для оценки затухания. После отбора по данному условию от исходных 438 спектров осталось $N = 384$, с которыми далее и работали.

ОЦЕНИВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗАТУХАНИЯ, ЕГО РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчетная процедура. Далее мы считали неизвестными параметры $\kappa_0, Q_0^{-1}, \gamma$ и q , которые удобно переобозначить как $x_i, i = 1, 2, 3, 4$. Также обозначим разность значений $\ln A$ на частотах f_2 и f_1 как

$$y_j = \ln A(f_2) - \ln A(f_1), \quad (11)$$

где j – номер наблюдения, $j = 1, 2, \dots, N$. Каждый наблюдаемый спектр, записанный на расстоянии r_j , дает уравнение

$$y_j - F_j(x_i) = \varepsilon_j, \quad (12)$$

где на основе (2, 3, 4):

Таблица 1. Численные оценки параметров поглощения

	Параметр				
	$\kappa_0, \text{с}$	Q_0	γ	q	$0.43\sigma(\varepsilon)^1$
2011 ²	0.016	140	0.42	-0.36	—
2013 ³	0.016	165	0.42	-0.36	—
W0 ⁴	0.027	140	0.542	-0.18	0.068
W1 ⁵	0.030 ± 0.0050	156 ± 33	0.55 ± 0.082	-0.13 ± 0.071	0.079

Примечания. ¹ взвешенная среднеквадратическая невязка аппроксимации y_j , в ед. $\lg A = 0.43 \ln A$; ² модель поглощения на основе оценок κ_S из [Гусев и Гусева 2011]; ³ исходная модель поглощения по [Гусев и Гусева, 2013], использована для корректировки спектров; ⁴ результаты инверсии, веса уравнений – единичные; ⁵ результаты инверсии, вес уравнения равен Δf ; эти результаты приняты как окончательные. При каждой оценке параметра для нее приводится также оценка стандартного отклонения $s_{JK,i}$ по методу DDJK (см. текст).

$$F_j(x_i) = -\pi Q_0^{-1} (f_2^{1-\gamma} - f_1^{1-\gamma}) \times \left(1 + \frac{q(r_j - 100)}{100} \right) \frac{r_j}{c} - \pi \kappa_0 (f_2 - f_1) \quad (13)$$

и ε_j – малая остаточная ошибка с предположительно нулевым средним. Полученную избыточную систему N нелинейных уравнений (12) решали с помощью симплекс-метода Нелдера–Мида (Nelder–Mead), минимизируя взвешенную сумму квадратов невязок. Метод сходится устойчиво. Использовали два варианта весов: единичные и равные Δf . Полученные оценки κ_0 , Q_0^{-1} , γ и q (сжато – \hat{x}_i) см. в табл. 1. Невязки в функции ряда параметров приведены на рис. 4, где приводится $\delta \lg A = 0.43(y_j - F_j(\hat{x}_i))$. Из двух вариантов взвешивания уравнений вариант с весами, пропорциональными ширине рабочего диапазона частот Δf , был сочтен предпочтительным. Этот вариант был выбран, несмотря на его чуть более высокую взвешенную среднеквадратическую невязку, так как вариации Δf от уравнения к уравнению были велики (от 2 до 10 Гц) и введение весов было явно целесообразным. Приводится также вариант с равными весами, с целью демонстрации того факта, что введение весов не меняет результат сколько-нибудь радикально.

Для определения точности полученных оценок применили “метод складного ножа с множественным отбрасыванием (delete-d jackknife, DDJK)”, используя серию 20 подмножеств исходного набора уравнений (11), каждое со случайным исключением 10% объема исходного набора. Оценка DDJK для стандартного отклонения оценки x_i , $s_{JK,i}$, рассчитывается так:

$$s_{JK,i}^2 = \frac{N-D}{D} \sum (x_{ik} - x_i(\cdot))^2 / L, \quad (14)$$

$$x_i(\cdot) = \sum x_{ik} / L, \quad (15)$$

где $k = 1, 2, \dots, L$ – номер подмножества, $D = 38$ – число отброшенных уравнений, а $x_i(\cdot)$ – среднее из оценок x_{ik} по отдельным подмножествам. Значения $s_{JK,i}$ и доверительные интервалы на их основе см. в табл. 1.

Обсуждение результатов инверсии. На основе данных табл. 1 было проведено сравнение поправок за поглощение, фактически примененных для корректировки спектров по модели “2013”, с аналогичными поправками, ожидаемыми по новому варианту W1. Сравнение показало отсутствие сколько-нибудь заметных систематических расхождений, почти идеальное согласие при $r = 100$ км и определенные умеренные расхождения при $r = 200$ км. В принципе можно провести повторное исправление наблюдаемых спектров, повторную оценку значений f_{c2} и f_{c3} и повторное определение параметров затухания. Но, поскольку окончательная модель потерь оказалась близка к исходной, дальнейшие уточнения сочли избыточными.

Для контроля корректности инверсии изучили зависимость невязок инверсии от следующих параметров: гипоцентрального расстояния, средней частоты рабочего интервала частот, верхней границы того же интервала, магнитуды M_L и гипоцентрального расстояния. Результаты см. рис. 4. Видно отсутствие систематических трендов и больших выбросов, что дает основания считать оценки параметров, полученные инверсией, относительно надежными. Однако следует отметить, что точность этих оценок ($\pm 1\sigma$) низка, она составляет около 20% для Q_0 и 15% для γ . Оценка γ существенно отличается от нуля, так что факт роста Q с частотой можно считать твердо установленным. Полученные оценки для q указывают на реальность снижения потерь (Q^{-1}) с расстоянием, но при невысоком уровне значимости – около 10%. Оценка κ_0 – у верхней границы обычных вариаций этого параметра для скальной станции.

Таблица 2. Параметры затухания (добротности) для Восточной Камчатки

№	Параметр ¹	Род данных,	r , км ²	Частота, Гц						Источник
				1	1.5	3	6	12	24	
1	Q_t	Калибр. функция $K_{S1.2}^{\Phi 68}$	30–300			275				[Абубакиров, 2005]
2	Q_t	Макросейсмика $I(M, r)$	80–300		212					[Гусев, Шумилина, 1999]
3	Q_t	MLTWA,	80–160		145	245	355			[Абубакиров, 2005]
4	Q_t	$A(f)$ от r	80–160	[170]	225	281	355			[Абубакиров, 2005]
5	Q_t	$A(f)$ от f	100	156	195	287	422	621	913	Наст. работа
6	Q_{sc}	Уширение, вертик. луч	≈ 100		[297]	555	[1036]			[Gusev, Abubakirov, 1999]
7	Q_{sc}	Уширение, гориз. луч	100	[283]	328	519	980	2146	[5000]	[Petukhin, Gusev, 2003]
8	Q_{sc}	MLTWA, с поправкой	80–160			500	1000			[Абубакиров, 2005]
10	Q_t	Строки 5, 7	100	[450]	483	643	742	874	[1100]	Наст. работа
11	B^3	Строки 5, 7	100	[0.55]	0.60	0.55	0.43	0.29	[0.16]	Наст. работа

¹Через Q_t , Q_{sc} , и Q_i обозначены добротности, связанные с полными потерями, потерями на рассеяние на большие углы и неупругими потерями, соответственно. В квадратных скобках – экстраполяции разной, но всегда ограниченной надежности; ²интервал расстояний или расстояние, для которого приведены оценки; ³ альбедо.

Как правило, такие оценки – в диапазоне 0.005–0.025 с, типичное значение – 0.015 с. Но этому расхождению не следует придавать значения, так как полученная оценка имеет в большой мере формальный характер. Как видно из рис. 4, данные при малых гипоцентральных расстояниях практически отсутствуют, и оценка получается, в сущности, экстраполяцией из диапазона расстояний 80–220 км. Вполне возможно, что предварительная оценка $\kappa_0 = 0.016$ с ближе к реальности, а ход истинной зависимости $Q(f)$ несколько более пологий. Ширина доверительных интервалов для Q_0 и γ допускает ощутимые отклонения от тренда, полученного формальной минимизацией.

В связи с описанной проблемой оценки κ_0 для ст. РЕТ в условиях отсутствия очагов на гипоцентральных расстояниях менее 80 км, следует отметить, что даже при наличии подобных данных могут возникать трудности. В частности, оценка κ_0 может нести заметную систематическую ошибку даже для скальных станций за счет неучтенного скоростного разреза. В работе [Vooge, 2013] для типовых условий “скального” грунта показано, как скорости в самой верхней части разреза могут резко и монотонно падать; в результате такая колонка формирует неуклонный плавный рост передаточной функции среды в диапазоне 5–50 Гц. Подобное частотно-зависимое усиление амплитуд ведет к отрицательному смещению эмпирической оценки параметра κ_0 относительно его “истинного” значения, определяемого только потеря-

ми. Это было фактически обнаружено для Южной Кореи [Jo, Baag, 2007], когда из 15 изученных скальных станций, семь получили нулевые или отрицательные оценки κ_0 . Таким образом, надо быть готовым к тому, что оценки κ_0 могут быть искажены в сторону занижения за счет передаточной функции верхов разреза.

Для ст. РЕТ в работе [Pavlenko, 2011] приведена детальная оценка передаточной функции колонки под станцией, полученная пересчетом из предполагаемого скоростного разреза, построенного сглаживанием данных сейсмозаземки. По этой передаточной функции в полосе 5–30 Гц можно было оценить эффективную добавку к значению κ_0 , она оказалась порядка -0.06 с. С учетом существенного (порядка $\pm 50\%$) разброса оценок скоростной колонки, использованных при расчете передаточной функции, а также фактической невысокой точности оценки κ_0 в настоящей работе, данным эффектом пренебрегли.

Анализ компонент затухания. Представляло интерес получить для окрестностей ст. РЕТ оценки потерь разного рода, и сравнить оценки из разных источников для Восточной Камчатки. В табл. 2 сопоставлены оценки параметров затухания, выраженные через добротность Q , для: (1) полных потерь Q_t , (2) потерь на рассеяние на большие углы Q_{sc} , и (3) неупругих потерь Q_i . Это – качественно разные параметры, связь между которыми определяется соотношением $Q_t^{-1} = Q_{sc}^{-1} + Q_i^{-1}$. Ре-

зультаты интерпретации записей в данной работе касаются только Q_i ; значения Q_{sc} взяты из публикаций, а оценки Q_i получены на основе формулы $Q_i^{-1} = Q_t^{-1} - Q_{sc}^{-1}$. В строке 1 табл. 2 приводится значение Q_i , выведенное в [Абубакиров, 2005] из хода калибровочной функции для класса Федотова $K^{\Phi 68}$ по S -волнам [Федотов, 1972]. В строке 2 приводится значение Q_i , соответствующее длине экстинкции $r_Q = 90$ км, полученной из макросейсмических данных в работе [Гусев, Шумилина, 1999]. Оба эти типа данных не имеют четкой привязки к частоте, они характеризуют потери в терминах коэффициента затухания

$$\alpha = \frac{d \ln A(f)}{dr} = \frac{\pi f}{cQ(f)} \quad (16)$$

(следствие (2)). Для привлечения этих важных данных они условно привязаны к полосам 3 Гц и 1.5 Гц, соответственно. В строках 3 и 4 приводятся оценки Q_i из [Абубакиров, 2005], полученные двумя способами – путем решения обратной задачи на основе формы огибающих методом MLTWA, и на основе убывания с расстоянием спектров S -волн, нормированных к коде. Последняя оценка кажется более надежной из этих двух. В строке 5 приводятся оценки Q_i , полученные в данной работе по спаду спектра (строка W1 табл. 1). Согласие цифр в строках 4 и 5 вполне приемлемое, и указывает на отсутствие противоречий между оценками, полученными двумя радикально различными методами по близким группам данных.

Далее приводятся оценки Q_{sc} . В строках 6 и 7 приводятся оценки, полученные по скорости уширения группы (“шумового импульса”) S -волн с расстоянием двумя способами: полученные пересчетом из оценок для близвертикальных лучей по [Gusev, Abubakirov, 1999]; и прямые оценки для близгоризонтальных лучей по [Petukhin, Gusev, 2003]. В строке 8 – оценка, полученная Абубакировым [Абубакиров, 2005] методом MLTWA и подправленная им для учета различий в спектре неоднородностей реальной среды и модели среды, принятой в методе MLTWA.

Следует отметить неплохое, редкое для такого рода данных согласие внутри групп оценок Q_i и Q_{sc} . Наличие подобного согласия дает право строить производные оценки Q_i по упомянутой формуле $Q_i^{-1} = Q_t^{-1} - Q_{sc}^{-1}$. В строке 10 приводятся полученные таким путем оценки Q_i , рассчитанные из данных строк 5 и 7. В строке 11 также приведены оценки альбеда среды B , то есть относительной доли потерь на рассеяние (“упругих”) в полных потерях: $B = Q_{sc}^{-1}/Q_i^{-1}$. Приведем также для параметра неупругих потерь Q_i сглаженную зависимость от частоты: $Q_i = 470f^{0.27}$

На рис. 5 показан ход параметров потерь с расстоянием для набора частотных полос. Он представляет определенный интерес, хотя имеющиеся данные скудны, а их качество безупречно. Данные расширяют информацию табл. 2, где нет зависимости от расстояния. При рассмотрении табл. 2 и рис. 5 видно следующее. Неупругие потери практически не зависят от расстояния. Потери на рассеяние быстро снижаются с расстоянием, а полные потери занимают промежуточное положение. Качественно близкая картина видна и для зависимости от частоты. Неупругие потери убывают с частотой, но медленно, потери на рассеяние снижаются с частотой быстро, а полные потери снова занимают промежуточное положение. Относительные вклады рассеяния и неупругости в потери описываются параметром альбеда B . При $r = 100$ км рассеяние дает от 70% потерь при 1 Гц до 30% при 25 Гц. С расстоянием альбеда медленно снижается: при $r = 200$ км значения B снижаются примерно на 30%.

Оценки очагового параметра f_{c3} . Для того же набора записей землетрясений, что и изученный в настоящей работе, в недавно опубликованной статье [Гусев, Гусева, 2014] приводятся и обсуждаются оценки характерных (корнер-) частот f_{c1} , f_{c2} и f_{c3} (см. рис. 1) очаговых спектров, поэтому дадим только краткую сводку этих результатов. В очаговых спектрах изученных землетрясений обычно обнаруживается несколько характерных (корнер) частот: f_{c1} , f_{c2} и f_{c3} , где тренд очагового спектра смещения меняется: от f^0 к f^{-1} , от f^{-1} к f^{-2} , и от f^{-2} к f^{-3} , соответственно. Хотя в ряде случаев $f_{c1} \approx f_{c2}$, что согласуется с обычной спектральной моделью “ ω^{-2} ”, основная часть спектров имеет более сложный характер. Для большей части изученных землетрясений обнаруживается верхний срез очагового спектра ускорений, то есть наблюдается частота f_{c3} . Это – важный факт, так как само существование f_{c3} (“ f_{\max} ” очаговой природы) не признается в основной массе сейсмологической литературы. На фоне заметного разброса уверенно наблюдается медленное уменьшение f_{c3} с магнитудой M_L (рис. 6). Знак тренда (спад, а не рост и не константа) физически правдоподобен, но численное значение $d \lg f_{c3} / dM = -0.11 \pm 0.017$ намного меньше, чем ожидаемое в предположении подобия очагов (-0.5) при реалистическом предположении $M_L \approx M_w$. Результат интересен сам по себе, и к тому же является определенным дополнительным аргументом в пользу развиваемого здесь подхода, предположительно позволяющего получать массовые оценки f_{c3} .

ОБСУЖДЕНИЕ

Выше в табл. 2 уже проведено сравнение полученных в работе оценок параметров затухания для

окрестностей ст. РЕТ с оценками, полученными в том же регионе другими методами. Результаты сопоставления можно считать вполне приемлемыми. Особенно важно неплохое согласие оценок Q_i в строках 4 и 5 табл. 2, полученных по сопоставимым наборам данных двумя качественно разными методами: прямым (по затуханию амплитуд) и спектральным. Во Введении пояснено, что в каждом из этих методов при расчете оценок приходится делать свой ряд существенных труднопроверяемых допущений, которые могут быть неточными. В этой связи результаты, полученные любым из двух методов, нельзя считать окончательными, и именно поэтому факт их согласия заслуживает внимания.

Интересно сопоставить изменение параметров потерь с расстоянием для двух регионов. На графике рис. 5 нанесены кривые $Q_i(r|f)$ для запада США, полученные в [Trifunac, 1994] по спаду спектра акселерограмм для полос частот 5–9, 9–15 и 15–25 Гц, они отображены, с известной долей условности, на графиках для полос 6, 12 и 25 Гц. В таких аспектах, как наличие спада потерь с расстоянием и наличие зависимости Q_i от частоты, результаты [Trifunac, 1994] неплохо согласуются с полученными выше оценками $Q_i(r|f)$ для Камчатки. Расхождение абсолютных оценок Q_i – заметное, но в пределах обычного разброса оценок Q . Следует отметить, что Трифунац не учитывал возможность вероятного влияния f_{c3} на спектры, поэтому в его оценках вполне может присутствовать дополнительное фиктивное затухание. Это предположение согласуется со знаком различий.

Оценки Q по литературным данным заметно варьируют от одной зоны субдукции к другой. Так, для 3 Гц, согласно рис. 11 из [Rychert et al., 2008] оценки находятся в диапазоне 50–280; наша оценка – 287. Наша оценка γ находится в неплохом согласии с оценкой для Аляски – 0.4–0.5 [Stachnik et al., 2004]. Для Японии в [Oth et al., 2011] приводятся собственные и литературные данные, говорящие о разбросе оценок $\gamma = 0.4–0.7$ и Q_0 от 50 до 250. При этом обычно возможность зависимости оценки Q_0 от расстояния игнорируется.

Однако при стабильной методике разброс оценок не очень велик. Так, в [Yabe et al., 2014] по данным об импульсах тектонического дрожания, а также о землетрясениях для шести участков различных зон субдукции получены оценки затухания для полосы 3–8 Гц, причем значения параметра α из (16) различаются не более чем вдвое. При этом выявлены четкие указания на рост оценок Q с увеличением базы расстояний, использованной при получении этих оценок. Этот факт проинтерпретирован как следствие выраженного убывания потерь с глубиной. Собственно оценки Q (для $f = 4.5$ Гц) для диапазона расстояний 50–150 км со-

ставили 300–800 по записям дрожания, и 300–400 по записям внутриплитовых землетрясений. Оценки сопоставимы с нашими оценками для $r = 100$ км, которые указывают на $Q \approx 350$ при $f = 4.5$ Гц.

Можно полагать, что тенденция роста Q_0 с расстоянием объясняет заметную часть разброса опубликованных оценок: низкие значения Q_0 нередко относятся к диапазонам гипоцентральных расстояний до 100 км или даже до 50 км. В целом, разброс оценок опубликованных Q и α велик и вообще, и по зонам субдукции в частности, см. например, обширный обзор в [Yabe et al., 2014]. Причем ясно, что в этот разброс делают существенный вклад методические расхождения; что, конечно, не исключает и природного разброса. Поэтому для полного понимания следовало бы детально разбирать конкретные различия: между наборами априорных предпосылок, между методами обмера записей и расчета параметров, между диапазонами расстояний. Лишь после исключения влияния различий в данных факторах имеет смысл обсуждать различия между регионами или субрегионами. В частности, при анализе нужно отсеять в большой мере устаревшие результаты, когда для оценки Q используют убывание пиковых амплитуд (с фильтрацией или без) вместо спектральных амплитуд. Подобный обстоятельный анализ неуместен в данной статье, которая не имеет обзорного характера. Приведенные примеры все же дают читателю определенную характеристику проблемы разброса оценок Q .

Интересно сопоставить частотный тренд потерь на неупругое поглощение с лабораторными данными. Имеются оценки, полученные в лабораторных условиях для торсионных колебаний образцов поликристаллического оливина для частот 0.01–1 Гц [Jackson et al., 2002]. Несомненно, что предположение о применимости результатов, полученных на поликристаллическом оливине, для вещества на изученных нами трассах S -волн – определено грубое; но примем его условно. Экстраполяция на изученный нами диапазон выше 1 Гц выглядит законной, так как экспериментальные тренды весьма близки к линейным. Тогда обнаруживается почти идеальное совпадение полученного нами показателя степенного тренда неупругих потерь (0.27) с лабораторной оценкой (0.26). Сами величины потерь Q_i^{-1} , могли бы соответствовать, судя по лабораторным данным, температурам 800–900°C, что намного выше обычных оценок (до 600°C) для сейсмоактивной литосферы [McKenzie et al., 2005]. Различие существенно, и связано, скорее всего, с тем, что лабораторные оценки получены на сухих синтетических образцах, в то время как литосфера в зоне стыка плит и вокруг нее содержит заметное количество флюидов, повышающих неупругие потери. В работе [Stachnik et al., 2004] отмечается несогласие лабо-

раторной оценки частотного тренда неупругих потерь с трендом общих потерь Q_i^{-1} по сейсмологическим данным. Из настоящего исследования видно, что это несогласие, скорее всего — кажущееся; оно присутствует и в наших данных, но исчезает, если исключить из сейсмологических оценок потери на рассеяние и перейти от Q_i^{-1} к Q_i^{-1} .

Полученная оценки $Q_i = 470f^{0.27}$ для изученного диапазона частот 1.5–25 Гц находится в неплохом согласии также с оценкой $Q = 600f^{0.3}$ для неупругих потерь в мантии в целом для диапазона 0.01–1 Гц по [Lekic et al., 2009]. Хотя эти оценки относятся к неперекрывающимся диапазонам частот, эти диапазоны близки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оригинальный метод расщепления очагового вклада и вклада среды в f_{\max} , предложенный и опробованный в данной работе, впервые позволяет обнаружить и исключить из оценок затухания систематические ошибки типа завышения потерь, связанные с учетом формы очаговых спектров.

Полученные оценки потерь и обнаруженные тренды в целом укладываются в известные тенденции для других регионов. В частности, частотная зависимость Q достаточно обычна. Спад потерь (Q^{-1}) с расстоянием также обнаруживался ранее. Определенный методический интерес представляет совместный анализ влияния на потери расстояния и частоты в рамках единой инверсии. Заслуживает внимания обнаруженное хорошее согласие между независимыми оценками потерь, полученными для одного региона по спектральному методу (здесь) и по прямому методу (в работе [Абубакиров, 2005]). Поэтому можно полагать, что полученные оценки не имеют больших искажений.

Особый интерес вызывает практическое совпадение полученной в работе оценки хода неупругих потерь с частотой с аналогичными оценками по лабораторным данным для поликристаллического оливина.

Побочным с точки зрения оценок поглощения, но интересным результатом работы является попутное получение большого числа оценок параметра очагового спектра — третьей корнер-частоты f_{c3} . По этому массовому материалу установлено наличие тенденции к уменьшению f_{c3} с магнитудой. Подобный физически правдоподобный тренд интересен и важен для физики очага землетрясения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-17-00621) в Камчатском филиале Геофизической службы РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Абубакиров И.Р. Оценка характеристик затухания поперечных волн в литосфере Камчатки по наблюдениям цифровой широкополосной станции “Петропавловск” // Физика Земли. 2005. № 10. С. 46–58
- Гордеев Е.И., Рыкунов Л.П. Спектры Р-волн от удаленных землетрясений в областях частот 1–10 Гц // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1976. № 7. С. 90–92.
- Гусев А.А. Описательная статистическая модель излучения очага землетрясения и ее применение к оценке короткопериодного сильного движения // Вулканология и сейсмология. 1984. № 1. С. 3–22.
- Гусева Е.М., Гусев А.А., Оскорбин Л.С. Пакет программ для цифровой обработки сейсмических записей и его опробование на примере некоторых записей сильных движений // Вулканология и сейсмология. 1989. № 5. С. 35–49.
- Гусев А.А., Гусева Е.М., Петухин А.Г., Гордеев Е.И., Чебров В.Н. Максимальные ускорения грунта по данным приборов сильных движений на Камчатке // Физика Земли. 1998. № 4. С. 20–27.
- Гусев А.А., Гусева Е.М. Проверка применимости параметра затухания “каппа” для быстрой грубой оценки гипоцентрального расстояния (по данным ст. Петропавловск). Сейсмологические и геофизические исследования на Камчатке. К 50-летию детальных сейсмологических наблюдений / Под ред. Гордеева Е.И., Чеброва В.Н., Петропавловск-Камчатский: “Новая книга” 2012. Гл. 15. С. 397–411.
- Гусев А.А., Гусева Е.М. Предварительные результаты определения характерных частот очаговых спектров местных землетрясений по записям ст. Петропавловск-Камчатский. Проблемы комплексного геофизического мониторинга Дальнего Востока России. Петропавловск-Камчатский, ФГБУН Геофизическая служба РАН. Камчатский филиал. 2013. С. 147–151.
- Гусев А.А., Гусева Е.М. Скейлинговые свойства характерных частот очаговых спектров землетрясений Камчатки // Докл РАН. 2014. Т. 458. С. 88–91.
- Гусев А.А., Шумилиа Л.С. Моделирование связи балл-магнитуда-расстояние на основе представления о некогерентном протяженном очаге // Вулканология и сейсмология. 1999. № 4–5. С. 29–40.
- Федотов С.А. Энергетическая классификация курилокамчатских землетрясений и проблема магнитуд. М.: Наука. 1972. 116 с.
- Федотов С.А., Болдырев С.А. О зависимости от частоты поглощения объемных волн в коре и верхней мантии Курильской островной дуги // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1969. № 9. С. 17–33.
- Anderson J.G., Hough S.E. A model for the shape of the Fourier amplitude spectrum of acceleration at high frequencies // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1984. V. 74. P. 1969–1993.
- Boatwright J., Fletcher J.B., Fumal T.E. A general inversion scheme for source, site, and Propagation characteristics using multiply Recorded sets of moderate-sized earthquakes // Bull. Seismol. Soc. Amer. 1991. V. 81. № 5. P. 1754–1782.
- Boore D.M. The uses and limitations of the square-root-impedance method for computing site amplification // Bull. Seismol. Soc. Amer. 2013. V. 103. № 4. P. 2356–2368, doi: 10.1785/01201202.

- Brune J.N.* Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75. P. 4997–5009.
- Castro R.R., Massa M., Augliera P., Pacor F.* Body-wave Attenuation in the Region of Garda, Italy // *Pure appl. Geophys.* 2008. V. 165. P. 1351–1366, doi 10.1007/s00024-008-0365-1.
- Dainty A.M.* A scattering model to explain seismic Q observations in the lithosphere between 1 and 30 Hz // *Geophys. Res. Lett.* 1981. V. 8. P. 1126–1128.
- Fletcher J.B., Boatwright J.* Source parameters of Loma Prieta aftershocks and wave propagation characteristics along the San Francisco peninsula from a joint inversion of digital seismograms // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1991. V. 81. P. 1783–1812.
- Gusev A.A.* Descriptive statistical model of earthquake source radiation and its application to an estimation of short-period strong motion // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 1983. V. 74. P. 787–808.
- Gusev A.A.* High-Frequency Radiation from an Earthquake Fault: A Review and a Hypothesis of Fractal Rupture Front Geometry // *Pure appl. Geophys.* 2013. V. 170. P. 65–93, doi 10.1007/s00024-012-0455-y.
- Gusev A.A., Abybakirov I.R.* Simulated envelopes of non-isotropically scattered body waves as compared to observed ones: another manifestation of fractal heterogeneity // *Geophys. J. Int.* 1996. V. 127. P. 49–60.
- Gusev A.A., Gordeev E.I., Guseva E.M., Petukhin A.G., Chebrov V.M.* A first version of the $A_{max}(M_w, R)$ relation for Kamchatka // *Pure Appl. Geophys.* 1997. V. 149. P. 299–312.
- Gusev A.A., Abubakirov I.R.* Vertical profile of effective turbidity reconstructed from broadening of incoherent body-wave pulses – II. Application to Kamchatka data // *Geophys. J. Int.* 1999. V. 136. P. 309–323.
- Ford S.R., Dreger D.S., Mayeda K., Walter W.R., Malagnini L., Phillips W.S.* Regional Attenuation in Northern California: A Comparison of Five 1D Q Methods // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 2008. V. 98. P. 2033–2046, doi: 10.1785/0120070218.
- Hank, T.C.* f-max // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1982. V. 72. P. 1867–1879.
- Hough S.E., Anderson J.G., Brune J., Vernon F., Berger III, J., Fletcher J., Haar L., Hanks T., Baker L.* Attenuation Near Anza, California // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1988. V. 78. P. 672–691.
- Jackson I., FitzGerald J.D., Faul U.H., Tan B.H.* Grain-size sensitive seismic wave attenuation in polycrystalline olivine // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. P. 2360, doi:10.1029/2001JB001225.
- Kinoshita S.* Local characteristics of the f max of bedrock motion in the Tokyo metropolitan area, Japan // *J. Phys. Earth.* 1992. V. 40. P. 487–515.
- Kurtulmus T., Akjol N.* Crustal attenuation characteristics in western Turkey // *Geophys. J. Int.* 2013. V. 195. P. 1384–1394. doi: 10.1093/gji/ggt318.
- Lekić V., Matas J., Panning M., Romanowicz B.* Measurement and implications of frequency dependence of attenuation // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2009. V. 282. P. 285–293.
- Malagnini L., Mayeda K., Uhrhammer R., Akinci A., Herrmann R.B.* A Regional Ground-Motion Excitation/Attenuation Model for the San Francisco Region // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 2007. V. 97. P. 843–862, doi: 10.1785/0120060101E.
- McKenzie D., Jackson J., Priestley R.* Thermal structure of oceanic and continental lithosphere // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2005. V. 233. P. 337–349.
- Papageorgiou A.S., Aki K.* A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of the strong ground motion, I: Description of the model // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 1983. V. 73. P. 693–722.
- Pavlenko O.V.* Simulation of ground motion from strong earthquakes of Kamchatka region (1992–1993) at rock and soil sites // *Pure Appl. Geophys.* 2013. V. 170. P. 571–595.
- Petukhin A.G., Gusev A.A.* The duration-distance relationship and average envelope shapes of small Kamchatka earthquakes // *Pure appl. Geophys.* 2003. V. 160. P. 1717–1743.
- Purvanche M.D., Anderson J.G.* A comprehensive study of the observed spectral decay in strong-motion accelerations recorded in Guerrero, Mexico // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 2003. V. 93. P. 600–611, doi: 10.1785/0120020065.
- Rychert C.A., Fischer K.M., Abers G.A., Plank T., Syracuse E., Protti J.M., Gonzalez V., Strauch W.* Strong along-arc variations in attenuation in the mantle wedge beneath Costa Rica and Nicaragua. // *Geochem. Geophys. Geosyst.* 2008. V. 9. Q10S10, doi:10.1029/2008GC002040.
- Sasatani T.* Source characteristics of the 1994 Hokkaido Toho-oki earthquake deduced from wide band strong-motion records // *J. Fac. Sci. Hokkaido Univ. Ser. VII (Geophys.)* 1997. V. 10. P. 269–293.
- Stachnik J.C., Abers G.A., Christensen D.H.* Seismic attenuation and mantle wedge temperatures in the Alaska subduction zone // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. P. 10304, doi:10.1029/2004JB003018.
- Trifunac M.D.* Q and high-frequency strong motion spectra // *Soil Dyn. Earthq. Eng.* 1994. V. 13. № 3. P. 149–161.
- Tsai Ch.-Ch. P., Chen K.-Ch.* A model for the high-cut process of strong-motion accelerations in terms of distance, magnitude, and site condition: an example from the SMART 1 array, Lotung, Taiwan // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 2000. V. 90. P. 1535–1542.
- Venkataraman A., Rivera L., Kanamori H.* Radiated energy from the 16 October 1999 Hector Mine earthquake: regional and teleseismic estimates // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 2002. V. 92. № 4. P. 1256–1265.
- Wu C.F.J.* On the Asymptotic Properties of the Jackknife Histogram // *Annals of Statistics.* 1990. V. 18. P. 1438–1452.
- Yabe S., Baltay A.S., Ide S., Beroza G.C.* Seismic-wave attenuation determined from tectonic tremor in multiple subduction zones // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 2014. V. 104. P. 2043–2059.
- Ye L., Lay T., Kanamori H.* Ground shaking and seismic source spectra for large earthquakes around the megathrust fault offshore of Northeastern Honshu, Japan // *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 2013. V. 103. P. 1221–1241, doi: 10.1785/0120120115.