

Х. ПАЛЬМРЕ

О ТЕКТОНИЧЕСКОМ НАРУШЕНИИ В РАЙОНЕ ВЫХМА (ЦЕНТРАЛЬНАЯ ЭСТОНИЯ)

Тектоническая структура территории Эстонской ССР изучена еще сравнительно мало. Описана она, главным образом, в северной и северо-восточной частях Эстонии, где в связи с интенсивными поисками и разведкой полезных ископаемых выявлен ряд тектонических нарушений.

Р. Вахер, В. Пуура и Э. Эрисалу [1] выделили в Северо-Восточной Эстонии три зоны тектонических нарушений северо-восточного направления, высказав предположение, что некоторые из этих зон протягиваются на юго-запад через Центральную Эстонию. В результате геологических исследований, проводившихся в районе Выхма начиная с 1955 года (рис. 1), нами был собран материал, указывающий на существование таких зон в названном районе.

В новом русле р. Навести встречаются трещины как северо-западного, так и северо-восточного направления. Азимут первых 315° , вторых — в основном $60-65^\circ$.

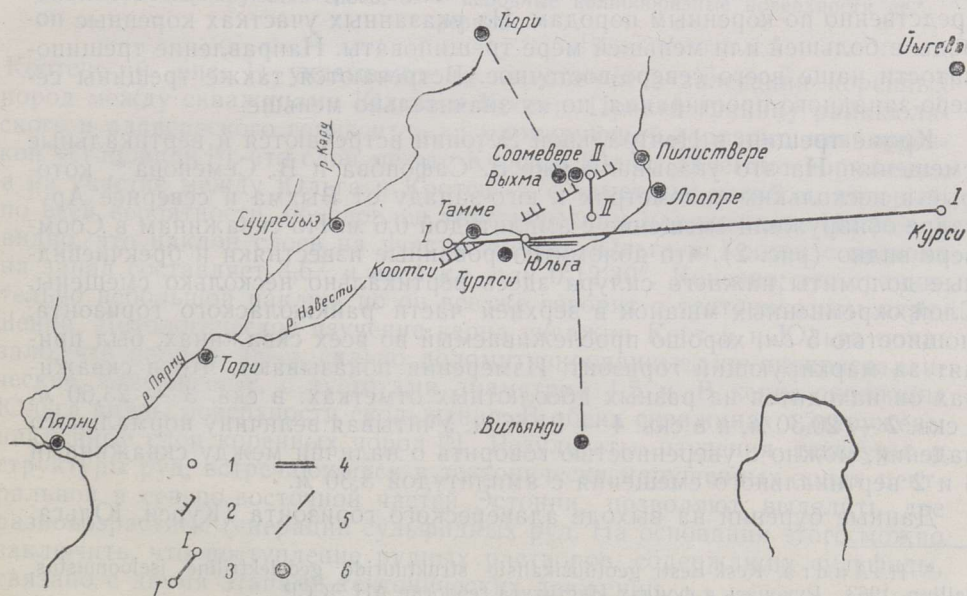


Рис. 1. Схематическая карта тектонических нарушений в окрестности Выхма: 1 — буровая скважина; 2 — намечаемая зона тектонического нарушения; 3 — линия разреза; 4 — углубленное русло р. Навести; 5 — линия железной дороги; 6 — населенные пункты.

Трещины северо-восточного направления встречаются группами, в которых расстояния между отдельными трещинами колеблется от 0,2 до 1,0 м. Группы трещин составляют трещиноватые зоны шириной 100—200 м.

По имеющимся данным, таких трещиноватых зон на р. Навести, между скважиной Юльга и железной дорогой, идущей на Вильянди, четыре; они находятся друг от друга на расстоянии 1—2 км.

Трещиноватые зоны обычно закарстованы; особенно сильно это заметно в зоне, расположенной в 100 м к западу от железной дороги. В пределах зон наблюдается и сульфидное рудопроявление; сульфидные минералы были обнаружены и вне трещиноватой зоны, но в значительно меньших количествах.

Сульфидные рудные минералы, образующие крустификацию, покрывают в большей или меньшей степени стенки узких (1—2 мм) трещин; в редких случаях трещины заполнены минералами, образующими мелкие рудные жилы. В залегающих в трещиноватой зоне породах можно было наблюдать поверхности скольжения.

Прямых наблюдений, которые подтвердили бы предположение о том, что эти трещины протягиваются дальше на юго-запад, не производилось. Автор полагает, что зону трещиноватости у скважины Юльга можно проследить на мелиоративной канаве Соомевере, где в коренных породах также развита трещиноватость северо-восточного направления.

На зональную трещиноватость северо-восточного направления в Центральной Эстонии, у Соомевере, указывают также произведенные копии, бурения скважин и электрометрические измерения*.

Косвенные указания на наличие тектонических нарушений в коренных породах Центральной Эстонии имеются в работе А. Вельнера [8]. Из данных нивелировки р. Навести видно, что в некоторых местах, например в районе Юльга, Коотси и Тамме, а также у Пилиствере и Лоопре, река имеет большее падение. Она здесь порожистая и течет непосредственно по коренным породам. На указанных участках коренные породы в большей или меньшей мере трещиноваты. Направление трещиноватости чаще всего северо-восточное. Встречаются также трещины северо-западного простирания, но их значительно меньше.

Кроме трещин, в Центральной Эстонии встречаются и вертикальные смещения. На это указывали уже З. Сафонова и В. Семенова*, которые в нескольких километрах к юго-западу от Выхма и севернее Арусааре обнаружили смещение с амплитудой 0,6 м. По скважинам в Соомевере видно (рис. 2), что доломитизированные известняки и брекчиевидные доломиты нижнего силура здесь вертикально несколько смещены. Слой кремненных мшанок в верхней части райккюлаского горизонта, мощностью 5 см, хорошо прослеживаемый во всех скважинах, был принят за маркирующий горизонт. Измерения показывают, что в скважинах он находится на разных абсолютных отметках: в скв. 3 — 23,60 м, в скв. 2 — 20,30 м, и в скв. 4 — 21,66 м. Учитывая величину нормального падения, можно с уверенностью говорить о наличии между скважинами 3 и 2 вертикального смещения с амплитудой 3,30 м.

Данные бурений на выходе адавереского горизонта (Курси, Юльга,

* Н. Андра, Kesk-Eesti geofüüsikaliste struktuuride geoelektriline iseloomustus, Tallinn, 1963. Рукопись в фондах Института геологии АН ЭССР.

* З. А. Сафонова, В. Н. Семенова, О поисковых работах Выхмасского отряда Эстонской партии за 1955 г. (Изучение характера минерализации и морфологии рудных тел Выхмасского месторождения). Рукопись в фондах Управления геологии Эст. ССР.

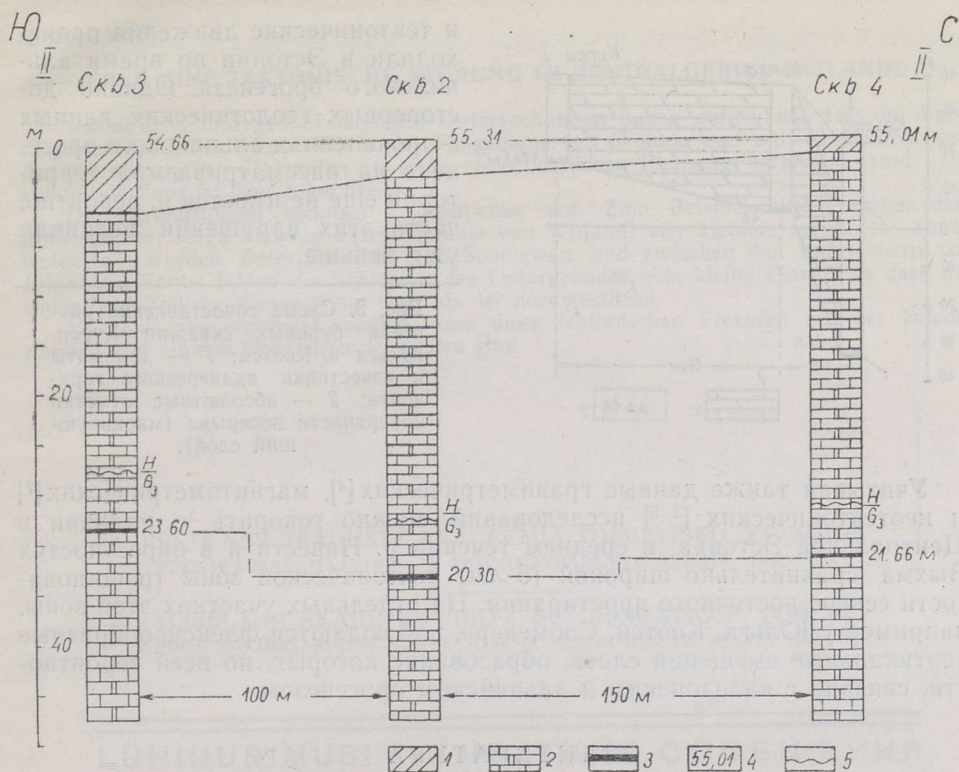
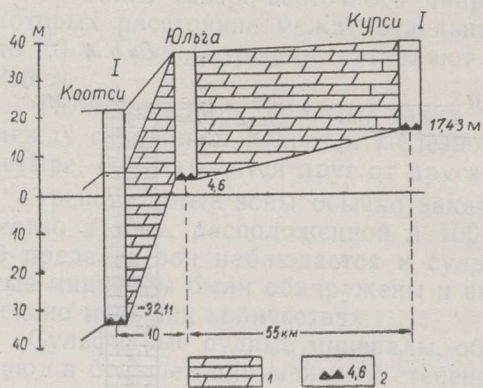


Рис. 2. Схема сопоставления разрезов буровых скважин Соомевере: 1 — четвертичные отложения; 2 — трещиноватые карбонатные породы; 3 — кремнистый слой мшанок (маркирующий слой); 4 — абсолютные отметки устьев буровых скважин и маркирующих слоев; 5 — неровные волнообразные поверхности перерыва.

Коотси; см. рис. 1) указывают на нарушения в залегании коренных пород между скважинами Юльга и Коотси. Приняв границу райккюла-ского и адавереского горизонтов за маркирующий горизонт, нивелировкой установили [6], что слои между Курси и Юльга залегают нормально, а на участке между Юльга и Коотси — с заметным изгибом, который, по всей вероятности, обусловлен тектоническим нарушением. На рис. 3 видно, что наклон слоев на участке между Юльга и Коотси с востока на запад составляет 3,67 м на 1 км, или $0^{\circ}12'30''$. Конечно, это сравнительно небольшой наклон, но он все же говорит о тектоническом нарушении. Литологическое изучение керна скважин Коотси и Юльга показало, что породы здесь сильно доломитизированные, крупнокристаллические, кавернозные, с пустотами диаметром 1,5 м. В керне скважины Юльга видны поверхности скольжения. В обеих скважинах обнаружены наклонные слои коренных пород [6]. Результаты изучения текстуры и структуры руд, встречающихся в тектонически нарушенных зонах центральной и северо-восточной частей Эстонии, позволяют выделить две разновозрастные генерации сульфидных руд. На основании этого можно заключить, что поступление рудных растворов, содержащих сульфиды, связано с двумя этапами тектонических движений.

Что касается времени тектонических движений, обусловивших описанные выше нарушения, то Г. Гончаров [2], основываясь на данных исследований изотопного состава галенита, полагает, что рудоотложение



и тектонические движения происходили в Эстонии во время альпийского орогенеза. Однако достоверных геологических данных о проявлениях альпийского орогенеза на рассматриваемой территории еще не имеется и, вероятно, часть этих нарушений возникла уже раньше.

Рис. 3. Схема сопоставления разрезов буровых скважин Курсси, Юльга и Коотси: 1 — доломиты и известняки адавереского горизонта; 2 — абсолютные отметки поверхности перерыва (маркирующий слой).

Учитывая также данные гравиметрических [4], магнитометрических [7] и неотектонических [3, 5] исследований, можно говорить о наличии в Центральной Эстонии, в среднем течении р. Навести и в окрестностях Выхма сравнительно широкой (5 км) тектонической зоны трещиноватости северо-восточного простирания. На отдельных участках этой зоны, например у Юльга, Коотси, Соомевере, наблюдаются флексуобразные вертикальные смещения слоев, образование которых, по всей вероятности, связано с каледонским и альпийским орогенезом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вахер Р. М., Пуура В. А., Эрисалу Э. К., Тектоническое строение Северо-Восточной Эстонии, Тр. Ин-та геол. АН ЭССР, X, 1962.
2. Гончаров Г. С., Проявления полиметаллического оруденения Эстонской ССР, Сов. геол., № 7, 1964.
3. Желнин Г. А., Изучение вертикальных движений земной коры в Эстонской ССР методом повторных нивелировок, Материалы совещания по вопросам неотектонических движений в Прибалтике, Тарту, 1960.
4. Маазик В. Я., О гравиметрической разведке полиметаллического рудопроявления в средней части Эстонии, В сб.: Литология палеозойских отложений Эстонии, Таллин, 1964.
5. Орвику К. К., О неотектонических движениях в Эстонской ССР на основе геологических данных, Материалы совещания по вопросам неотектонических движений в Прибалтике, Таллин, 1960.
6. Пальмре Х. Г., К литостратиграфии адавереского горизонта. Тр. Ин-та геол. АН ЭССР, X, 1962.
7. Побул Э. А., Характеристика магнитного поля территории ЭССР, Геология СССР, XXVIII, 1960.
8. Wellner, A. Sisevete uurimise andmed I, Kaubandus-Tööstusministeeriumi väljaanne, Tallinn, 1922.

Институт геологии
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
4/II 1966

H. PALMRE

TEKTOONILISEST RIKKEST KESK-EESTIS

Geoloogiliste ja geofüüsikaliste uurimistega on selgitatud, et Eesti NSV keskosas, Navesti jõel ja Vöhma ümbruses, on alamsiluri dolomiidid lõhestatud põhiliselt kirdeedela suunas. Lõhestatud võõndi laius ulatub üle 5 km. Sellel alal esinevad lõhed gruppidega: näit. Julga puuraugu ja Viljandi raudtee vahelises osas on täheldatud neli lõhestatud võõdet. Soomevere juures ning Navesti jõel Julga ja Kootsi vahelises osas moodustavad aluspõhja kihid väikese fleksuuri, mille kagupoolne osa, võrreldes loodepoolsega, asub kõrgemal ning tema kujunemine arvatavasti on seoses kaledoonilise ja alpiinse orogeeniaga.

H. PALMRE

ÜBER EINE TEKTONISCHE STÖRUNG IM ZENTRALGEBIET ESTLANDS

Geologische und geophysikalische Untersuchungen haben aufgeklärt, dass im Zentralgebiet der Estnischen SSR, in der Umgebung von Wõhma und am Flusse Nawesti die untersilurischen Dolomiten in südwest-nordöstlicher Richtung zerklüftet sind. Die zerklüftete Zone ist über 5 km breit.

Die Zerklüftungen kommen gruppenweise vor. Zum Beispiel sind zwischen dem Bohrloch von Julga und der Eisenbahnlinie von Wiljandi vier kleinere zerklüftete Zonen festgestellt worden. Beim Bohrloch von Soomewere und zwischen den Bohrlöchern von Julga und Kootsi bilden die Schichten des Untergrundes eine kleine Flexur, so dass der südöstliche Teil der Flexur höher liegt als der nordwestliche.

Es kann also vermutet werden, dass diese tektonischen Flexuren mit der kaledonischen und alpinen Orogenese verbunden sind.

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. XV KÕIDE
FÜÜSIKA-MATEMAATIKA- JA TEHNİKATEADUSTE SEERIA. 1966, NR. 2

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ XV
СЕРИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ И ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК. 1966, № 2

LÜNIUURIMUSI * КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

А. ПУРГА

ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВТОРИЧНОГО СВЕЧЕНИЯ
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ФОТОННЫМ ПАКЕТОМ

В течение нескольких последних лет ведутся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования интерференционных явлений при квантовых переходах (см. обзор [1]). В отличие от обычной теории [4], где рассматриваются переходы между стационарными состояниями системы, теория интерференционных явлений занимается исследованием квантовых переходов между нестационарными состояниями. Из более новых результатов в этой области можно отметить работы [2, 3], в которых развивается теория излучательных переходов и спектра испускания с нестационарного возбужденного состояния.

Рассмотрим временную зависимость спектра испускания некоторой квантовой системы при возбуждении фотонным пакетом. Ограничимся рассмотрением однофотонных состояний поля излучения, т. е. предполагаем, что решение $\Psi(t)$ уравнения Шредингера

$$i \hbar \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = (H_0 + V_I + \sum_x \hbar \omega_x a_x^+ a_x) \Psi(t)$$

может быть представлено в виде

$$\Psi(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 t} [\psi_0(t) \Phi_0 + \sum_x e^{-i\omega_x t} a_x^+ \Phi_0 \psi_x(t)].$$

Здесь a_x и a_x^+ — операторы вторичного квантования электромагнитного поля (индекс x объединяет индексы поляризации λ и волнового вектора \vec{k}); H_0 — гамильтониан излучателя; V_I — оператор взаимодействия излучателя с электромагнитным полем; Φ_0 — вакуумный функционал электромагнитного поля. Функции $\psi_0(t)$ и $\psi_x(t)$ удовлетворяют системе уравнений

$$\left\{ \begin{aligned} i \hbar \frac{\partial \psi_0}{\partial t} &= e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 t} \langle \Phi_0 | V_I | \Phi_0 \rangle e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 t} \psi_0 + \\ &+ \sum_x e^{-i\omega_x t} e^{\frac{i}{\hbar} H_0 t} \langle \Phi_0 | V_I a_x^+ | \Phi_0 \rangle e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 t} \psi_x \\ i \hbar \frac{\partial \psi_x}{\partial t} &= e^{i\omega_x t} e^{\frac{i}{\hbar} H_0 t} \langle \Phi_0 | a_x V_I | \Phi_0 \rangle e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 t} \psi_0 + \\ &+ \sum_{x'} e^{i(\omega_x - \omega_{x'}) t} e^{\frac{i}{\hbar} H_0 t} \langle \Phi_0 | a_x V_I a_{x'}^+ | \Phi_0 \rangle e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 t} \psi_{x'} \end{aligned} \right. \quad (1)$$

Учитывая члены второго порядка по постоянной тонкой структуре ε , гамильтониан взаимодействия V_I может быть представлен в виде

$$V_I = \varepsilon \sum_x (M(x) a_x + \bar{M}(x) a_x^+) + \varepsilon^2 \sum_{x' x''} M_{x' x''} (e^{i(\vec{k}' + \vec{k}'') \vec{r}} a_{x'} a_{x''} + e^{i(\vec{k}' - \vec{k}'') \vec{r}} a_{x'} a_{x''}^+ + e^{-i(\vec{k}' - \vec{k}'') \vec{r}} a_{x'}^+ a_{x''} + e^{-i(\vec{k}' + \vec{k}'') \vec{r}} a_{x'}^+ a_{x''}^+).$$

Здесь операторы $M(x)$ и $\bar{M}(x)$ действуют только на переменные излучателя, $M_{x' x''} = M_{x'' x'}$ — действительная величина, не содержащая переменных излучателя.

Рассмотрим волновые функции $\psi_x(t)$ с квантовыми числами x , которые не принадлежат исходному волновому пакету

$$\Psi(0) = \sum_{x'} c_{x'} a_{x'}^+ \Phi_0 | n_0 \rangle,$$

где $|n_0\rangle$ собственное состояние гамильтониана H_0 . Тогда из системы (1) в первом ненулевом приближении по степеням ε получим

$$\begin{aligned} \psi_x(t) &= -\frac{\varepsilon^2}{\hbar^2} \sum_{x'} c_{x'} \int_0^t d\tau \int_0^\tau d\tau_1 e^{i\omega_x \tau} e^{-i\omega_{x'} \tau_1} e^{\frac{i}{\hbar} H_0 \tau} \bar{M}(x) e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 (\tau - \tau_1)} \times \\ &\times M(x') e^{-\frac{i}{\hbar} H_0 \tau_1} | n_0 \rangle - 2i \frac{\varepsilon^2}{\hbar} \sum_{x'} c_{x'} M_{x' x} e^{i(\vec{k}' - \vec{k}) \vec{r}} \int_0^t e^{i(\omega_x - \omega_{x'}) \tau} d\tau | n_0 \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Интенсивность вторичного свечения

$$I_t(x) = \frac{d}{dt} \langle \psi_x(t) | \psi_x(t) \rangle$$

имеет в том же приближении в представлении собственных функций гамильтониана H_0 следующий вид:*

$$I_t(x) = I_t^l(x) + I_t^k(x) + I_t^0(x);$$

$$I_t^l(x) = \frac{1}{\hbar^2} \sum_m \sum_{rs} e^{i\omega_{sr}t} \sum_{x'x''} c_{x'} c_{x''}^* A_{x'x''}^{rs}(\chi, m) [\bar{\zeta}(\omega_x - \omega_{sm}) + \bar{\zeta}^*(\omega_x - \omega_{rm})];$$

$$I_t^k(x) = \frac{1}{\hbar^2} \sum_{m \neq n_0} \sum_{x'x''} c_{x'} c_{x''}^* e^{i(\omega_{x''} - \omega_{x'})t} B_{x'x''}(\chi, m) [\bar{\zeta}(\omega_x - \omega_{x'} + \omega_{mn_0}) + \bar{\zeta}^*(\omega_x - \omega_{x'} + \omega_{mn_0})];$$

$$I_t^0(x) = \frac{1}{\hbar^2} \sum_{x'x''} c_{x'} c_{x''}^* e^{i(\omega_{x''} - \omega_{x'})t} [B_{x'x''}(\chi, n_0) + C_{x'x''}(\chi, n_0) + D_{x'x''}(\chi, n_0)] [\bar{\zeta}(\omega_x - \omega_{x'}) + \bar{\zeta}^*(\omega_x - \omega_{x'})]. \quad (3)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$A_{x'x''}^{rs}(\chi, m) = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\varepsilon^4 M_{n_0s}^+(\chi'') \bar{M}_{sm}^+(\chi) \bar{M}_{mr}(\chi) M_{rn_0}(\chi')}{(\omega_{x''} - \omega_{sn_0})(\omega_{x'} - \omega_{rn_0})}; \quad B_{x'x''}(\chi, m) = \sum_{r,s} A_{x'x''}^{rs}(\chi, m);$$

$$C_{x'x''}(\chi, n_0) = \frac{2\varepsilon^4}{\hbar} \left[M^*(\chi''\chi) \sum_r \frac{\bar{M}_{nr}(\chi) M_{rn_0}(\chi')}{\omega_{x'} - \omega_{rn_0}} + M(\chi'\chi) \sum_r \frac{M_{nr}^+(\chi'') \bar{M}_{rn_0}^+(\chi)}{\omega_{x''} - \omega_{rn_0}} \right];$$

$$D_{x'x''}(\chi, n_0) = 4\varepsilon^4 M(\chi'\chi) M^*(\chi''\chi); \quad M(\chi'\chi'') = M_{x'x''} e^{\vec{i}(k' - k'')\vec{R}};$$

$$\bar{\zeta}(x) = i\check{\zeta}(x) = \pi\delta(x) + i\frac{P}{x}; \quad \omega_{kl} = \frac{E_k - E_l}{\hbar};$$

\vec{R} — средняя координата электрона излучателя.

Из формулы (3) следует, что вторичное свечение можно разделить на две части. Первая часть $I_t^l(x)$ показывает, что фотонный пакет возбуждает в системе нестационарное состояние, временное развитие которого (в том числе квантовые биения и релаксация) через функцию $\sum_{r,s} e^{i\omega_{sr}t} A_{x'x''}^{rs}(\chi, m)$ отражается во вторичном свечении. Остальная же часть вторичного свечения $I_t^k(x) + I_t^0(x)$ содержит лишь временное развитие фотонного пакета $\sum_{x'x''} c_{x'} c_{x''}^* e^{i(\omega_{x''} - \omega_{x'})t}$ и не отражает происходящих внутри излучателя временных процессов. Таким образом, временной спектр испускания (3) может служить удобной основой для разделения

* Выражение интенсивности $I_t(x)$ за единицу времени получено, как обычно [2], для промежутков времени существенно больше «атомного» периода $\tau_n = \hbar/E_n$, где E_n — собственное значение энергии системы в возбужденном стационарном состоянии. Из сделанного при решении системы (1) приближения следует также, что в выражении интенсивности (3) не учитывается затухание возбужденных уровней в результате излучательных переходов.

вторичного свечения на люминесценцию $I_t^l(\omega)$ и на рассеяние $I_t^k(\omega) + I_t^0(\omega)$. Из формулы (3) следует также, что при монохроматическом возбуждении ($c_x = \delta_{x_0}$) $I_t^k(\omega)$ сводится к исходной формуле теории комбинационного рассеяния [5], в то время как $I_t^0(\omega)$ описывает рассеяние без изменения частоты. Отметим, что такое разделение вторичного свечения на рассеяние и люминесценцию хорошо согласуется с соответствующими результатами работ Б. Степанова и П. Апанасевича [6], где существенной отличительной чертой люминесценции как части вторичного свечения является проявление промежуточных процессов. Отличие заключается в том, что если у Б. Степанова и П. Апанасевича промежуточные процессы возникают лишь под влиянием внешнего по отношению к излучателю возмущения, то в нашей работе они имеют место как естественный процесс изоэнергетического развития нестационарного состояния сложной системы. Причина возникновения такого процесса заложена в импульсной природе возбуждающего волнового пакета, приготовленного для данного эксперимента.

В заключение приношу искреннюю благодарность К. К. Ребане за руководство настоящей работой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Подгорецкий М. И., Хрусталева О. А., Усп. физ. наук, **81**, 217 (1963).
2. Пурга А. П., Тр. ИФА АН ЭССР, № 25, 109 (1964).
3. Вегман А. J., Chem. Phys., **43**, 1662 (1965).
4. Гайтлер В., Квантовая теория излучения, М., 1956.
5. Лубченко А. Ф., Павлик Б. М., ФТТ, **5**, 1714 (1963).
6. Степанов Б. И., Апанасевич П. А., ДАН СССР, **116**, 772 (1957); Изв. АН СССР. Сер. физ., **22**, 1380 (1958).

Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
28/III 1966

A. PURGA

FOOTONPAKETI POOLT ERGUTATUD SEKUNDAARSE KIIRGUSE AJALISEST SÖLTUVUSEST

Häiritusteooria teises lähenduses on tuletatud valem footonpaketi poolt ergutatud sekundaarse kiirguse ajalise sõltuvuse jaoks. Lähtudes ajalise sõltuvuse iseloomust, saab kogu sekundaarset kiirgust loomulikult viisil jaotada kahte ossa. Esimeses osas peegeldub kiirguse ajalises sõltuvuses kvantsüsteemi sisemine ajaline areng mittestatsionaarses olekus, teine osa sisaldab hajumisprotsessis moonutatud footonpaketi arengut. Selline jaotus on sobivaks aluseks sekundaarse kiirgusprotsessi klassifitseerimisel hajumiseks ja luminesentsiks.

A. PURGA

TIME DEPENDENCE OF PHOTON PACKET EXCITED SECONDARY EMISSION

The interaction of the radiation wave packet with a quantum system in the second-order perturbation theory is considered. A formula for the time dependence of secondary emission rate spectrum is derived. The temporal evolution process promises, in a natural way, a dividing of the transformed light into two parts, one of which reflects the isoenergetic evolution of the photon wave packet excited nonstationary state of the quantum system, whereas the second part contains the temporal evolution of the photon packet distorted by scattering. On the basis of such a division, the secondary emission of light can be classified into scattering and photoluminescence.