

и связаны с дисперсией скорости гиперзвука в жидкости, т. к. наблюдаемое Р. с. происходит на колебаниях среды с частотами $\Delta\omega/c \sim 10^{10}$ Гц в области, где существенно меняется затухание флуктуаций.

В плотных газах, но при длине свободного пробега молекул $l > \lambda$ одночастичные и коллективные флуктуации плотности влияют на форму спектра в зависимости от угла рассеяния. Если $\sin\theta/2 \gg \lambda/l$, то линия имеет гауссову форму, как и в разреженных газах, с шириной, определяемой эффектом Доплера. При $\sin\theta/2 \approx \lambda/2l$ начинает формироваться триплет, к-рый при $\sin\theta/2 \ll \lambda/l$ становится таким, как в жидкостях.

При переходе от газа к жидкости в окрестности критической точки пар — жидкость характер Р. с. меняется: сильно увеличивается интенсивность рассеяния и центр компонента тонкой структуры спектра, индикатриса вытягивается вперед, меняется закон дисперсии. Это явление Р. с. — опалесценция критическая — бывает обычно многократным рассеянием, что проявляется в характерной для опалесценции мутности.

Особенности Р. с. вблизи критич. точки (критическое Р. с.) объясняется ростом флуктуаций плотности и увеличением их размера l_c . Так, теория Орнштейна — Цернике даёт выражение для коэф. рассеяния на изотропных молекулах в плоскости, перпендикулярной плоскости колебаний падающей волны:

$$R_{\theta} = 2R_{\pi/2} [1 + \bar{v} \beta_T l_c \lambda^{-2} (4\pi \sin \theta/2)^2]^{-1}, \quad (14)$$

где $R_{\pi/2}$ определено выражением (10) с $\Delta = 0$. В критич. точке $\beta_T \rightarrow \infty$ и интенсивность рассеяния определяется $R_{\theta} \propto \lambda^{-2} \sin^{-2} \theta/2$, что показывает характер острого рассеяния вперед и дисперсию, отличную от рэлеевской. Область, в к-рой проявляется критич. Р. с., занимает интервал $\approx 1\text{К}$ около критич. точки. В ближайшей её окрестности Р. с. описывается теорией критических показателей, по к-рой коэф. рассеяния $R_{\theta} \propto (1 + \cos^2\theta)(\lambda \sin\theta/2)^{-1.06}$.

Р. с. в растворах вызывается не только флуктуациями плотности, но и флуктуациями концентрации. Закономерности этого Р. с. аналогичны тем, что получают для чистых жидкостей, включая критические явления в окрестности точек расслоения и осаждения. Особенности критич. Р. с. в этих случаях связаны с образованием развитой поверхности раздела фаз, что сближает их с Р. с. на шероховатых поверхностях. Ввиду конечности значения β_T вблизи точек расслоения и осаждения критич. явления в растворах менее подвержены влиянию внеш. сил (в частности, гравитационных), чем системы пар — жидкость, и это делает растворы удобными системами для изучения критич. Р. с.

Критическое Р. с. наблюдается и в др. системах: растворах полимеров, жидких кристаллах, твёрдых телах и др., в к-рых при фазовых переходах резко возрастает флуктуация поляризации сред.

Р. с. в твёрдых телах существенно отличается от Р. с. в жидкостях или растворах, что связано с большим разнообразием слабозатухающих флуктуаций в виде упругих волн. В аморфном твёрдом теле могут распространяться два типа звуковых волн с разными скоростями: продольные, как в жидкости, и поперечные. С ними связаны два дублета в тонкой структуре рэлеевской линии, а центр компонента спектра рэлеевской линии, обусловленная беспорядочным расположением молекул в аморфной среде, очень узка из-за медленной (вследствие диффузии) эволюции беспорядка. В спектрах Р. с. в кристаллах центр компонента практически исчезает, а общее число компонент тонкой структуры определяется симметрией кристалла и условиями рассеяния: углами падения и рассеяния, поляризациями падающей и рассеянной волн. В анизотропном кристалле максимально возможное число компонент тонкой структуры 24: одна продольная и две поперечные упругие волны порождают 3 дублета, в к-рых каждая линия расщепляется в общем случае на 4 компоненты

вследствие зависимости скоростей распространения падающей и рассеянной волн от их поляризации. При этом, чем симметричнее условия рассеяния и выше симметрия кристалла, тем меньше компонент обнаруживается в спектре.

Кроме упругих волн — акустич. фононов — в твёрдом теле есть и др. слабозатухающие коллективные движения — квазичастицы: плазмоны, экситоны, оптич. фононы и др., характеризуемые законом дисперсии $\epsilon(p)$ и временем жизни. Когда число квазичастиц велико, Р. с. описывается классически, как результат модуляции показателя преломления среды соответствующими движениями в ней.

В квазичастичном описании Р. с. трактуется как соударение фотона с квазичастицей (рис. 1), если она имеется в нач. состоянии среды $|M\rangle$, или как рождение квазичастицы, если $|M\rangle$ — их вакуумное состояние. Если Р. с. связано в осн. с рождением квазичастиц, то спектры рассеяния несимметричны относительно рэлеевской линии: доминирует, как и при комбинационном Р. с. на молекулах, стокова компонента. Такая картина наблюдается и вблизи рэлеевской линии при понижении темп-ры.

Ещё одна особенность Р. с. в твёрдых телах связана с сильным взаимодействием квазичастиц, что усложняет спектры неупругого Р. с.

Эксперим. исследование Р. с. в прозрачных средах на слабых флуктуациях и выявление тонких особенностей спектров рассеяния затруднительно. Создание лазеров и совершенствование техники регистрации слабых световых потоков заметно уменьшили эти трудности, позволили наблюдать новые явления в Р. с.

Рассмотренные выше типы Р. с. относились к излучениям малой интенсивности, недостаточной для заметного изменения состояния системы, на к-рой происходит рассеяние. При рассеянии мощного излучения обнаруживаются новые эффекты. Так, напр., при резонансном рассеянии высокоинтенсивного монохроматич. света на атоме (наиб. благоприятном для реализации эффектов сильного поля) спектр рассеяния при насыщении атомного перехода становится триплетом, что объясняется модуляцией рассеяния колебаниями атомной заселённости, вызываемыми падающим излучением.

При рассеянии интенсивного излучения в среде спонтанные процессы Р. с. могут усиливаться стимуляцией излучением (индуцированное излучение). С таким вынужденным рассеянием света связан широкий круг явлений; напр., на вынужденном Р. с. основана работа комбинационного лазера. Если Р. с. стимулируется фотонами, рождёнными в среде в процессе рассеяния, то говорят о вынужденном пассивном рассеянии. Если Р. с. стимулировано внеш. излучением, то его наз. активным вынужденным Р. с. (см. Активная лазерная спектроскопия комбинационного рассеяния, Нелинейная оптика).

С классич. позиций, вынужденные процессы вызываются совм. раскачиванием падающей и рассеянной волнами когерентных колебаний в среде, модулирующих её оптич. характеристики.

Лазерная техника дала возможность довести спектральное разрешение излучения до 10^{-4} см⁻¹. Это позволило изучать Р. с. от медленно движущихся частиц с целью установления их распределения по скоростям (доплеровская лазерная анемометрия) и разрешить тонкие особенности спектров рассеяния с помощью спец. разработанных методов оптич. гомодинирования и гетеродинирования (см. Детектирование света). Отличие этих методов от традиционных состоит в анализе не частотных спектров рассеянного поля, а спектров его интенсивности. Этот вариант нелинейной спектроскопии Р. с. даёт возможность исследовать высшие корреляторы поля (см. Квантовая оптика), что представляет большой интерес, т. к. статистика рассеянного излучения несёт информацию о строении веществ и процессах, происходящих в них.