

07

## **Эффект аномального обратного рассеяния мощного лазерного излучения плоской поверхностью твердого тела**

© А.Ю. Иванов

Институт аналитического приборостроения РАН, С.-Петербург

*Поступило в Редакцию 26 марта 1999 г.*

Описываются результаты измерения характеристик обратного рассеяния мощного лазерного излучения на плоских случайно-шероховатых поверхностях различных материалов в широком диапазоне параметров как излучения, так и поверхности. Обнаружено, что в диапазоне интенсивностей зондирующего излучения  $\sim 10^3 - 10^7 \text{ W/cm}^2$  при длительности его импульса  $\sim 10^{-8} \text{ s}$  при ряде дополнительных условий картина рассеяния становится аномальной. Проведенный анализ результатов соответствует законам структурной обусловленности, границы качества, аномальности и чередования неравновесности. Обсуждаются возможные практические применения обнаруженного эффекта.

В последнее время все актуальнее становится задача исследования процессов взаимодействия мощного лазерного излучения с поверхностью твердого тела. Определение свойств поверхности важно при измерении деформаций, для контроля шероховатости поверхности при обработке материалов, для контроля качества лазерной оптики (например, резонаторных зеркал, кристаллов, дисперсионных элементов и пр.), в нелинейной оптике, в лазерной локации, в микроинтерферометрии, в эллипсометрии и пр.

Для исследования характеристик рассеяния света плоскими изотропными обработанными шероховатыми поверхностями различных материалов была создана универсальная экспериментальная установка [1,2], которая позволяла оперативно исследовать самые разнообразные характеристики обратного рассеяния излучения в весьма широком динамическом диапазоне с высокой точностью.

На этой установке было проведено большое количество измерений амплитудных, поляризационных, временных и спектральных характеристик рассеяния образцов. Измерения проводились с различными источ-

никами излучения, как когерентными, так и нет, как непрерывными, так и импульсными (с малой длительностью импульса  $\sim 10^{-8}$  s при большой скважности  $\sim 10^6$ ), при различных состояниях поляризации в падающей волне, на разных длинах волн, при различных размерах и ориентации облучаемой площадки образца, в диапазоне интенсивностей  $\sim 10^{-3} - 10^9$  W/cm<sup>2</sup>, что соответствует мощности излучения  $\sim 10^{-3} - 10^6$  W. При этом облучение исследуемой поверхности проводилось узким параллельным пучком света с малой угловой расходимостью  $\sim 10^{-3}$  rad. Прием рассеянного излучения проводился также в малом телесном угле  $\sim 10^{-4}$  rad. При этом угол рассеяния изменялся с помощью поворота исследуемого образца, т. е. угол рассеяния был равен углу падения, а угол между направлениями облучения и наблюдения был фиксирован и мал:  $\sim 2.5^\circ$ .

Снимались угловые зависимости коэффициента яркости  $\beta(\varphi)$  и отражения  $\rho(\varphi)$  и элементов поляризационной матрицы Мюллера  $[B_{ik}]$  ранга  $2 \times 2$  поверхности образцов и угловая зависимость длительности рассеянного импульса  $\tau(\varphi)$ . Исследовались самые разнообразные материалы различной структуры: как металлы, так и нет, с различными покрытиями и различной глубиной проникновения излучения в среду в диапазоне шероховатостей  $R_z = 10^{-3} - 10^2$   $\mu\text{m}$  в спектральном диапазоне  $\lambda = 0.26 - 1.1$   $\mu\text{m}$ .

Выяснилось, что характеристики обратного рассеяния света в диапазоне интенсивностей  $10^{-3} - 10^3$  W/cm<sup>2</sup> и шероховатостей  $10^{-3} - 10^2$   $\mu\text{m}$  и в непрерывном, и в импульсном режимах облучения дают известную картину с диффузной, зеркальной и зеркально-диффузной индикатрисами рассеяния, вполне удовлетворительно описываемую классическими теориями рассеяния Френеля и Рэлея-Райса [3,4].

В диапазоне интенсивностей  $10^7 - 10^{10}$  W/cm<sup>2</sup> взаимодействие излучения с поверхностью твердого тела носит ярко выраженный нелинейный характер. При этом возбуждаются процессы, ведущие, как правило, к необратимым термическим деформациям исследуемой поверхности, например оптический пробой, локальный пробой на микронеоднородностях поверхностной структуры, термодинамические деформации поверхности, ее плавление и испарение, резка, полировка и т.д. При этом характеристики рассеяния, естественно, изменяются по сравнению с предыдущим случаем. Эти процессы также достаточно хорошо описываются известными теориями нелинейной оптики [5-7].

На ряде поверхностей определенных материалов могут происходить некогерентные и нелинейные процессы излучения поверхностных объемных частиц (флюоресценция, рамановское рассеяние, генерация гармоник и параметрическое преобразование частоты, фотоионизация, разного рода фотохимические и оптоакустические процессы и пр.). Эти процессы также могут вести к изменению характеристик рассеяния света по сравнению с классическим случаем и также достаточно хорошо описываются известными оптическими теориями [8–10]. Однако такие процессы, как правило, носят ярко выраженный резонансный характер и могут происходить только на строго определенных материалах.

В то же время при использовании когерентных источников излучения (лазеров) с малой длительностью импульса  $\sim 10^{-8}$  s, которая сравнима с характерными структурными временами атомно-молекулярных процессов, и интенсивностью  $\sim 10^3\text{--}10^7$  W/cm<sup>2</sup>, т.е. при увеличении степени неравновесности [11] системы "излучение–поверхность", возникает необычная картина рассеяния. Индикатрисы обратного рассеяния вытягиваются вдоль направления зеркального отражения (рис. 1), и появляются характерные зависимости длительности импульса рассеянного излучения (увеличение в максимуме до 10 раз по сравнению с длительностью падающего излучения) от угла рассеяния с максимумом  $\sim 45^\circ$ , величина которого обратно пропорциональна  $R_z$  (рис. 2). Кроме того, спектральная зависимость  $\beta(\varphi)$ ,  $\rho(\varphi)$  и  $[B_{ik}](\varphi)$  меняется по сравнению с классическим случаем ( $\rho \sim \lambda^{-2}$ ) на прямо противоположную ( $\rho \sim \lambda^2$ ) (рис. 3). Эти особенности обратно пропорциональны средней шероховатости  $R_z$  и увеличиваются с мощностью падающего излучения  $P_0$  следующим образом: угловая ширина индикатрисы  $\Delta\varphi \sim P_0^{-1/2}$  (рис. 4), а длительность рассеянного импульса  $\tau_0 \sim P_0^{+1/2}$ , причем увеличение может составлять 2 порядка.

На рис. 1–4 приведены экспериментальные данные для типичных зеркальных (образцы N 3,9), зеркально-диффузного (образец N 1) и диффузного (образец "молочное стекло МС-20") образцов. Стрелками указаны направления роста соседней шероховатости поверхности исследуемого образца  $R_z$  и мощность импульса падающего лазерного излучения  $P_0$ . При этом интегральные выражения

$$\frac{(\iint \rho(\varphi)d\varphi dt)^{P>10^3 \text{ W}}}{(\iint \rho(\varphi)d\varphi dt)^{P<10^3 \text{ W}}} \cong \frac{(\Delta\varphi\Delta\tau)^{P>}}{(\Delta\varphi\Delta\tau)^{P<}} \cong \frac{(\Delta\varphi\rho(0))^{P>}}{(\Delta\varphi\rho(0))^{P<}} \cong 1 \quad (1)$$

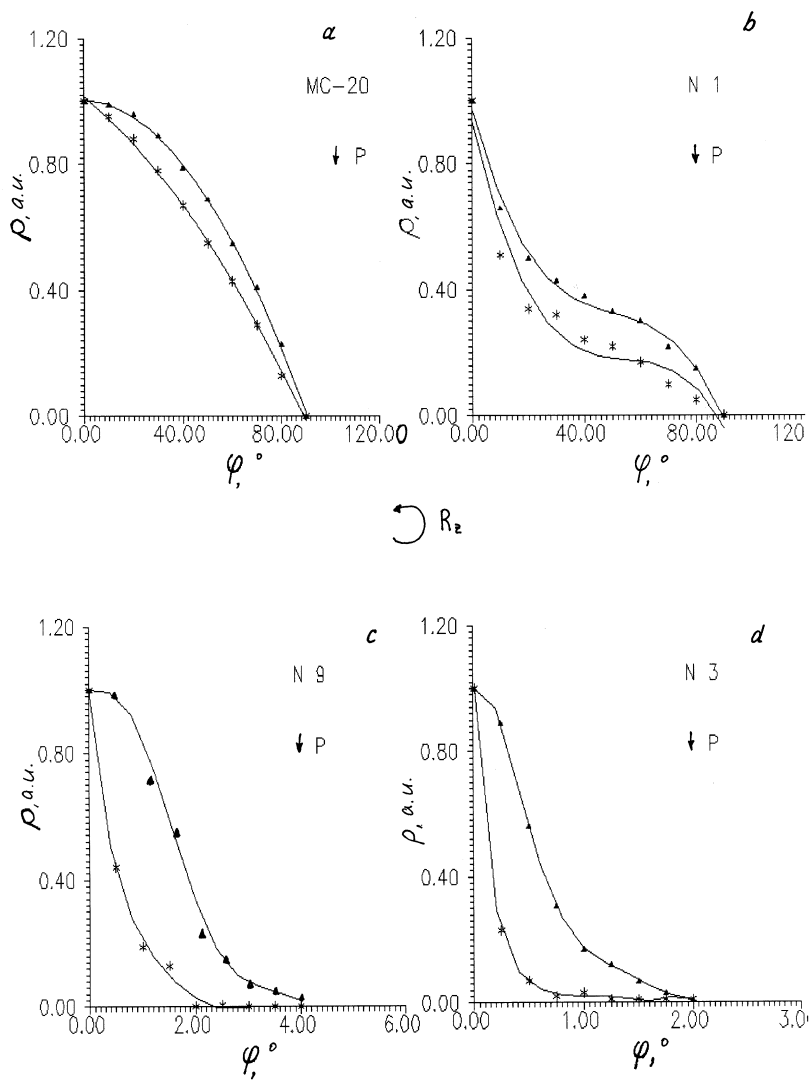


Рис. 1.

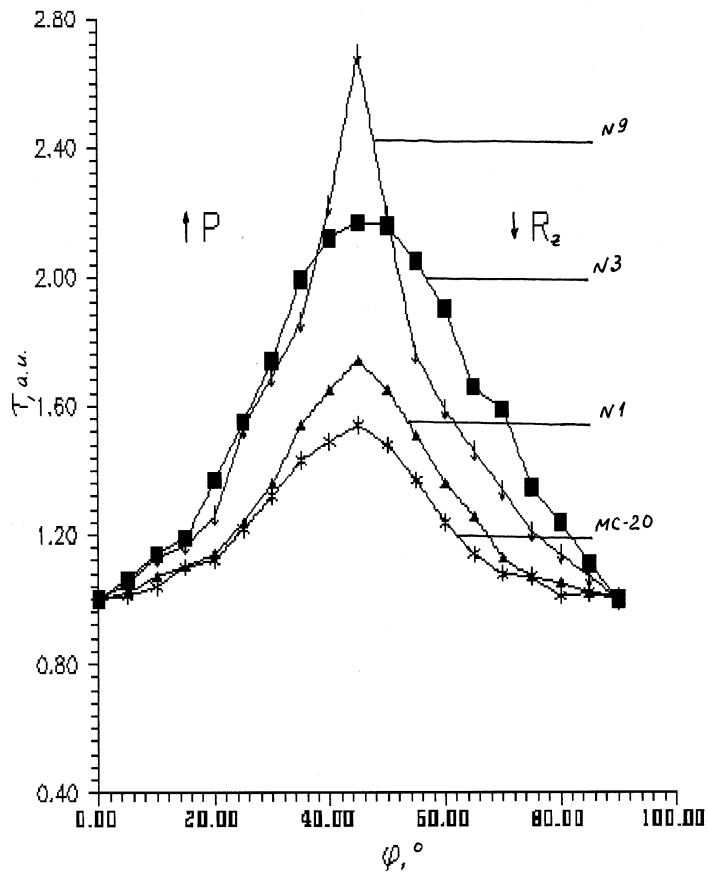


Рис. 2.

оказались инвариантами относительно изменения параметров как падающего излучения, так и поверхности. Это подтвердилось и дополнительным экспериментом по измерению интегральных абсолютных коэффициентов отражения исследуемых поверхностей, определяемых как

$$\rho_0 = \int_0^{\infty} dt \int_0^{\pi} \rho(\varphi) d\varphi. \quad (2)$$

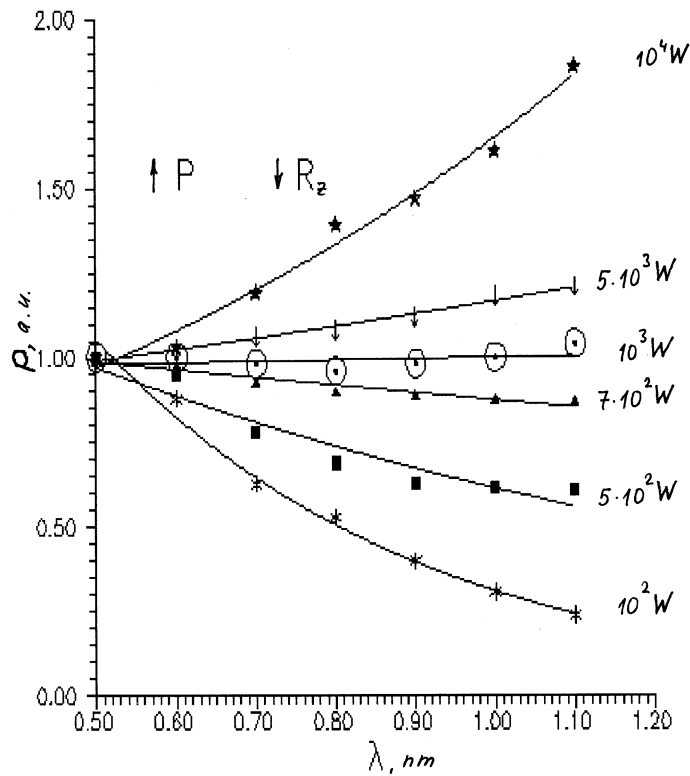


Рис. 3.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что при увеличении степени неравновесности системы "падающее излучение–поверхность", а именно при увеличении интенсивности падающего излучения и уменьшении длительности его импульса, т.е. при приближении этих величин к некоторым структурным критическим константам ( $\tau_0 \rightarrow \tau_s^c$ ,  $P_0 \rightarrow P_0^c$ ), пространственно-временные характеристики излучения, рассеянного плоской изотропной шероховатой поверхностью твердого тела, существенно меняются. При этом никаких изменений полной энергии пучка рассеянного излучения не происходит. Проис-

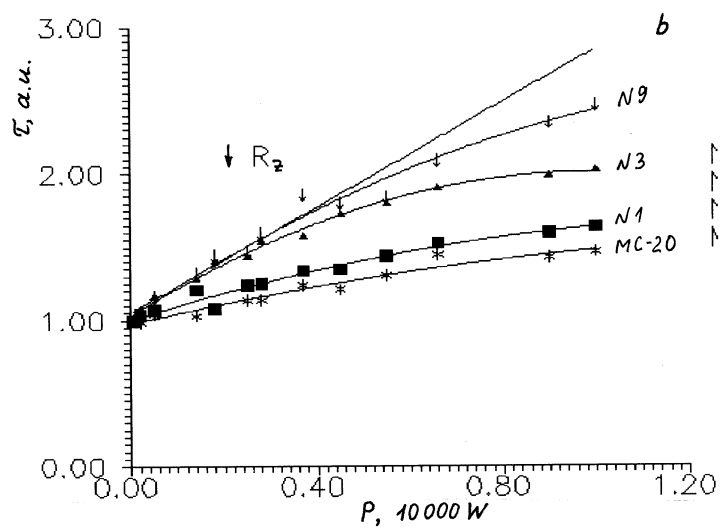
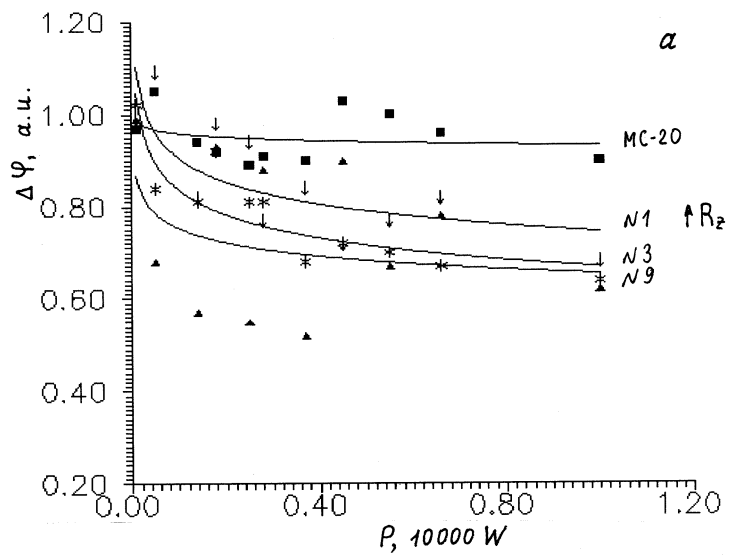


Рис. 4.

ходит лишь перекачка энергии из диффузной компоненты рассеянного излучения в зеркальную, причем этот процесс идет с некоторой задержкой во времени, которая зависит от угла падения и направления поляризации в падающей волне, длины волны и интенсивности падающего лазерного излучения, с одной стороны, и характеристик облучаемой поверхности, с другой стороны. Этот процесс упругий, обратимый и не зависит от размеров и ориентации облучаемого участка поверхности. При этом никаких нелинейных и некогерентных процессов на поверхности, характерных для больших интенсивностей лазерного излучения  $I \sim 10^7 - 10^{10} \text{ W/cm}^2$ , не происходит. В то же время полученную аномальную картину рассеяния в рамках классических теорий рассеяния Френеля и Рэлея–Райса, хорошо работающих в диапазоне интенсивностей  $I < 10^3 \text{ W/cm}^2$ , объяснить невозможно.

Таким образом, обнаружено некоторое окно-эффект, для которого, начиная с некоторой границы качества  $\lambda \rightarrow \lambda_s$  ( $R_z/\lambda \rightarrow \lambda/10$ ) [11],  $\tau_0 \rightarrow \tau_s \sim 10^{-8} \text{ s}$  [12] и  $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon_s$  ( $I_0 \rightarrow I_c = 10^3 - 10^7 \text{ W/cm}^2$ ), процесс поверхностного рассеяния лазерного излучения носит аномальный характер. Это соответствует законам границы качества, аномальности и чередования неравновесности [11,12]. Наиболее разумное физическое объяснение обнаруженного эффекта можно дать на основании теории 3-волнового взаимодействия рассеянной волны с падающей и инициируемой самой падающей волной так называемой поверхностной электромагнитной волной (ПЭВ) в процессе динамической обратимой структурной перестройки исследуемой поверхности под действием мощного лазерного излучения [13–16], что соответствует закону структурной обусловленности [17].

Следуя этой теории, нижние границы качества  $\varepsilon_s$  и  $\tau_s$  можно определить исходя из условия оптимума обратимой динамической структурной перестройки исследуемой поверхности под действием мощного импульсного лазерного излучения и максимума амплитуды возникающей при этом ПЭВ. Их можно найти из выражений [18]:

$$\begin{cases} kI_0\tau_0 \geq (R_z/\lambda)_{opt} \\ I_0/I_c = 64\pi^2(w_{sp}/\gamma)(h/c\lambda)^2(1 - \sin \varphi_{opt}) \geq 1, \end{cases} \quad (3)$$

где  $k \approx 1$ , размерная константа,  $w_{sp}$  и  $\gamma$  — частота и полуширина возбуждаемых поверхностно-плазмонных резонансов,  $h$  и  $c$  — константа Планка и скорость света в вакууме.



Верхняя граница качества для интенсивности определяется требованием исключения нелинейных процессов, ведущих к необратимым изменениям исследуемой поверхности типа оптического пробоя и т. д. (см. выше).

Очевидно, что обнаруженный эффект аномального рассеяния нужно учитывать в целом ряде случаев: лазерная локация, контроль качества поверхности при обработке материалов, контроль качества лазерной оптики, в нелинейной оптике, в спектроскопии, в теории взаимодействия света с веществом и пр. Этот же эффект может служить основой для создания новых эффективных технологий, использующих "окна квазиравновесности". Так, для лазерной оптики, согласно этому эффекту, достаточно использовать зеркала с поверхностью значительно худшего качества, чем по френелевскому отражению. С учетом этого обстоятельства был изготовлен мощный твердотельный лазер с глухим зеркалом "плохого качества" и интерференционной стопой, собранной из плоскопараллельных стеклянных пластин, в качестве выходного зеркала [19].

## Список литературы

- [1] *Весничева Г.А., Иванов А.Ю., Мальшев Г.М.* // Деп. в ЦНИИТЭИприборостроения. № 4215-Б от 17.05.1988. 10 с.
- [2] *Весничева Г.А., Иванов А.Ю., Просужих В.М.* // Тез. докл. 2-й Междун. конф. по оптической обработке информации. Фрунзе, 24–26.05.90. С. 153–154.
- [3] *Кизель В.А.* Отражение света. М.: Наука, 1973. 502 с.
- [4] *Максименко В.В., Крикунов В.И., Лушников А.А.* // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. № 5. С. 1571–1586.
- [5] *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Т.С., Хадыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- [6] *Ковалев А.С., Попов А.М., Пятигорская О.Б.* // ЖТФ. 1983. В. 5. С. 939–940.
- [7] *Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д.* // Поверхность. 1985. N 5. С. 102–106.
- [8] *Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Либенсон М.Н., Шандыбина Г.Д.* // ИАН СССР. Сер. Физ. 1985. Т. 49. С. 1166–1170.
- [9] *Летохов В.С.* Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. М.: Наука, 1988. 408 с.

- [10] *Бонч-Бруевич А.М., Диденко И.А., Капорский Л.Н.* // ИАН СССР. Сер. Физ. 1985. Т. 49. № 6. С. 1096–1102.
- [11] *Скворцов Г.Е.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 17. С. 15–18.
- [12] *Скворцов Г.Е.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 6. С. 23–27; В. 7. С. 85–88.
- [13] *Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А.* Кооперативные явления в оптике. М.: Наука, 1988. 288 с.
- [14] *Sheng P.* // Scattering of classical waves in random media. Singapor, 1990. 417 p.
- [15] *Кособужин В.В.* // ИАН СССР. Сер. Физ. 1985. Т. 49. № 6. С. 1111–1112.
- [16] *Maradudin A.A., McGurn A.R.* // JOSA. 1987. V. B4. N 6. С.910–926.
- [17] *Скворцов Г.Е.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 10. С. 17–21.
- [18] *Емельянов В.И.* // Тез. 7-й Всесоюз. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 14–18.03.1988. С. 17–19.
- [19] *Иванов А.Ю.* // Тез. докл. 1-й Междун. конф. "Поиск, изучение и освоение открытий в России". С.-Петербург, 22–23.10.92. С. 49–50.