



# МЕТАМАТЕРИАЛЫ – МИФ ИЛИ РЕАЛЬНОСТЬ? "ОБРАТНЫЙ" ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

## ЧАСТЬ 2\*

А.Л.Потапов, к.ф.-м.н., ГНУ "Институт химии новых материалов НАН Беларусь", Минск, Беларусь, potapov555@tut.by

Критически рассмотрена концепция создания в оптической области спектра материалов с обратным показателем преломления – метаматериалов. В первой части статьи сделана попытка аргументированно доказать, что часть ученых, занимающихся этой тематикой, выдают желаемое за действительное, злоупотребляют теоретическими расчетами. В предлагаемой второй части кратко описаны такие сложные оптические эффекты, как: рассеяние Ми, дифракция Фраунгофера, поверхностный плазмонный резонанс, поверхностные плазмон-поляритоны, отрицательная относительная диэлектрическая проницаемость металлов, эвандесцентные волны, преодоление дифракционного предела и нарушенное полное внутреннее отражение.

## 2. ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ (ЯВЛЕНИЯ)

Возникает вопрос – можно ли изготовить метаматериал или нет? Чтобы на него ответить, необходимо разобраться с рядом сложных оптических эффектов, отделить смелые прогнозы ряда ученых от реально наблюдаемых оптических эффектов. В первую очередь необходимо разобраться с физической сущностью наблюдаемых эффектов, а не с их математическим описанием или математическим моделированием.

### 2.1. Теория рассеяния Ми (Mie scattering theory)

Теория Ми – теория рассеяния (дифракции) плоской электромагнитной волны на однородной сфере произвольного размера. Рассеяние Ми (аэрозольное рассеяние) происходит не так, как рэлеевское, и подчиняется другим закономерно-

\* Часть 1 см.: "Фотоника"; 2017, № 1, с. 108-125.

# METAMATERIALS: MYTH OR REALITY? "REVERSE" REFRACTIVE INDEX PART 2

A.L.Potapov, Candidate of Physical and Mathematic Sciences, State Scientific Institution "Institute of Chemistry of New Materials of the National Academy of Sciences of Belarus", Minsk, Belarus, potapov555@tut.by

The concept of creation of the materials with reverse refractive index, i.e. metamaterials, in optical spectral region has been critically considered. An attempt to reasonable prove that a part of the scientists who are engaged in this subject mistake the wish for the reality, thus abusing theoretical calculations, has been made in the first part. The second part briefly describes such complicated optical effects as: Mie scattering theory, Fraunhofer diffraction theory, surface plasmon resonance, surface plasmon polaritons, negative relative dielectric permittivity of Me, evanescent waves, overcoming the diffraction limit and frustrated total internal reflection.

## 2. OPTICAL EFFECTS (PHENOMENA)

The question now arises of whether it is possible to prepare metamaterial or not? To answer this question, it is necessary to deal with a number of complicated optical effects, to separate bold forecasts of a number of scientists from actually observed optical effects. First of all, it is necessary to deal with physical essence of the observed effects, and not with their mathematical description or mathematical modeling.

### 2.1. Mie scattering theory

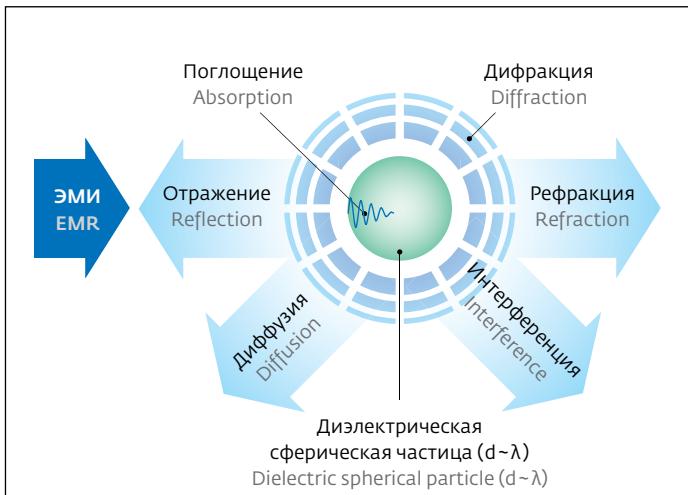
Mie theory is the theory of scattering (diffraction) of plane electromagnetic wave on the homogeneous sphere of any size. Mie scattering (aerosol scattering) occurs differently from Rayleigh scattering and obeys another regularities. The following is taken for some conventional border separating both types of scattering. If the size of the scattering particles exceeds  $\sim 1/10 \lambda$  of incident light, the scattering is considered aerosol one. It is also called Mie scattering or scattering on large particles. The name is given in honor of the German scientist Gustav Mie, who was the first to create the harmonious mathematical theory of electromagnetic waves scattering on isotropic spherical particles of any size with different refractive indices in 1908. Mie

ствам. За некоторую условную границу, разделяющую оба вида рассеяния, принимают следующее. Если размер рассеивающих частиц начинает превышать  $\approx 1/10\lambda$  падающего света, рассеяние считают аэрозольным. Его называют также рассеянием Ми или рассеянием на крупных частицах. Название дано в честь немецкого ученого Густава Ми, первым создавшего, еще в 1908 году, стройную математическую теорию рассеяния электромагнитных волн на изотропных сферических частицах любого размера с различными показателями преломления. Сам Ми назвал свою работу необычайно скромно: "К вопросу оптики мутных сред, особенно коллоидных растворов металлов". Следовало объяснить разнообразную окраску, которую приобретают упомянутые растворы, особенно растворы золота, в разных условиях. Однако со временем теория Ми приобрела основное значение для атмосферной оптики и была существенно расширена в работах советских и зарубежных ученых (В.Шулейкин, К.Шифрин, Г.Ван де Хюлст, Д.Дейрменджан и многие другие) [22]. Фундамент же теории аэрозольного рассеяния был заложен Г.Ми. Завидная судьба его работы: на протяжении более 100 лет основы теории Ми используются во многих работах по теории рассеяния.

Как же происходит аэрозольное рассеяние? В чем состоит его отличие от рэлеевского?

Диаграмма направленности рассеяния Ми на частицах, размеры которых сопоставимы с  $\lambda$  падающего света, имеет вид сферы (рис.6, 7а). Под воздействием электрического поля падающей волны электрические заряды в препятствии (субмикронной сферической частице) приходят в колебательное движение. Эти возбужденные заряды излучают вторичное электромагнитные волны во всех направлениях (рассеяние = возбуждение + переизлучение, рис.6). Помимо вторичного излучения (переизлучения) возбужденные элементарные заряды могут преобразовывать часть падающей энергии в другие виды, например, в тепловую энергию; такой процесс называют поглощением [23].

На полярной диаграмме (рис.7а) показано распределение интенсивностей рассеяния в различных направлениях частиц льда диаметром  $0,4\lambda$ . Интенсивности указаны отдельно для обеих поляризованных компонент  $i_1$  и  $i_2$ . Насколько усложняется картина рассеяния при увеличении размера частиц, видно из рис.7б, где приведена диаграмма рассеяния на капле воды диаметром около  $4\lambda$ .



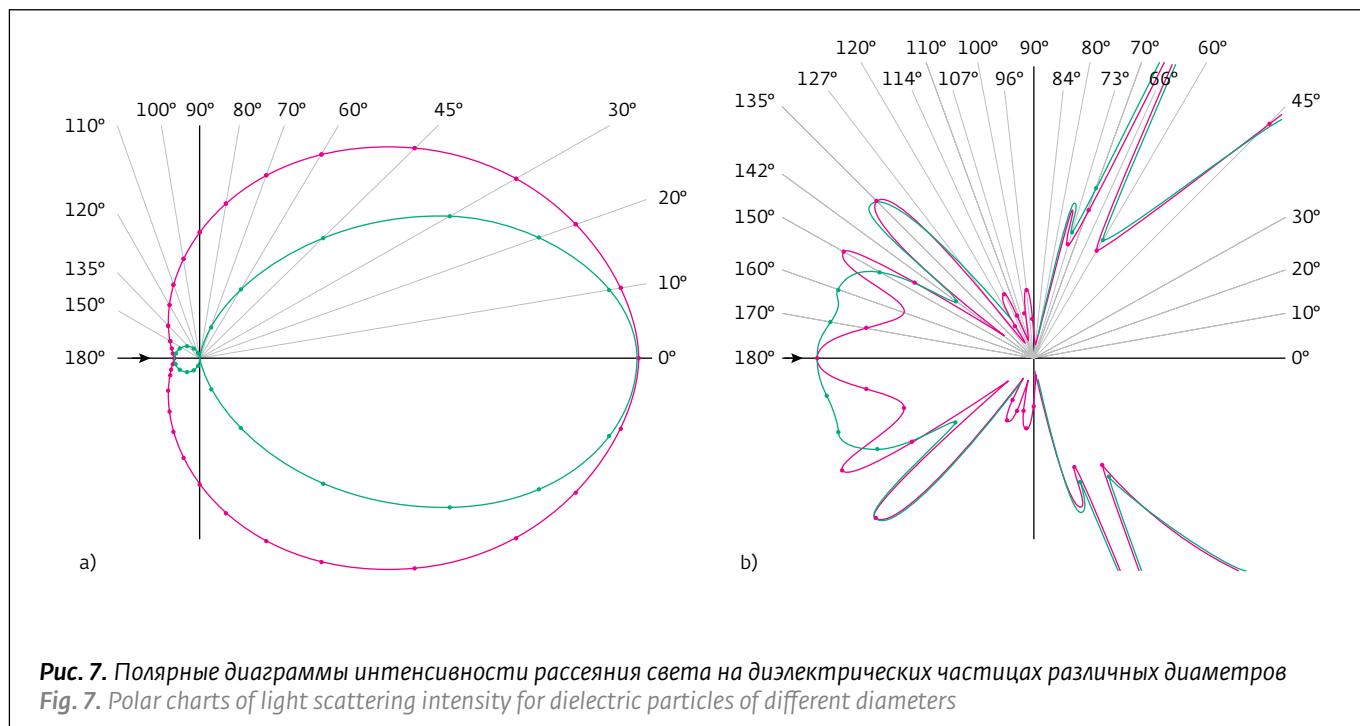
**Рис.6.** Иллюстрация теории Ми. Взаимодействие излучения с диэлектрической сферической частицей, размер которой сопоставим с длиной волны ( $d \approx \lambda$ ). Рассеяние Ми включает: дифракцию (вторичные, сферически расходящиеся от центра частицы волны), рефракцию (прохождение излучения сквозь частицу), интерференцию, диффузию (ослабление и хаотичное рассеяние), отражение и поглощение

**Fig. 6. Illustration of Mie theory.** Interaction of radiation with dielectric spherical particle which size is comparable to wavelength ( $d=\lambda$ ). Mie scattering includes: diffraction (secondary waves spherically diverging from the center of particle), refraction (passing of radiation through a particle), interference, diffusion (attenuation and chaotic scattering), reflection and absorption

himself called his work with exceptional modesty: "Contributions to the optics of turbid media, particularly of colloidal metal solutions". It was necessary to explain various coloring which the mentioned solutions obtain in different conditions, especially gold solutions. With time Mie theory has acquired significant importance for atmospheric optics and has essentially developed in the papers of the Soviet and foreign scientists (V. Shuleykin, K. Shifrin, G. Van de Hulst, D. Deyrmendzhan and many others) [22]. However, the foundation for the theory of aerosol scattering has been laid by G. Mie. The destiny of his work is enviable: for more than 100 years the bases of Mie theory are used in many works on scattering theory.

What is the mechanism of aerosol scattering? How does it differ from Rayleigh scattering?

The directional diagram of Mie scattering on the particles which sizes are comparable with  $\lambda$  of incident light is sphere-shaped (fig. 6, 7a). Under the influence of electric field of the incident wave, the electric charges in an obstacle (submicron spherical particle) come to oscillating motion. These excited charges radiate



**Рис. 7. Полярные диаграммы интенсивности рассеяния света на диэлектрических частицах различных диаметров**  
**Fig. 7. Polar charts of light scattering intensity for dielectric particles of different diameters**

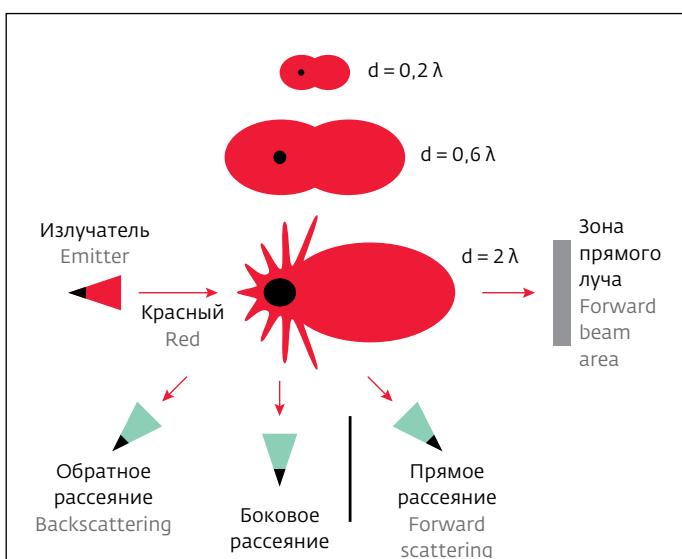
Из теории Ми следует, что за исключением случаев с большой проводимостью или диэлектрической проницаемостью интенсивность рассеянного света  $I$  достигает максимума как в направлении, совпадающем с направлением падающего света ( $0^\circ$ ), так и в обратном направлении ( $180^\circ$ ) и имеет минимум при угле  $90^\circ$  (рис.7б, 8) [24].

Характерными точками наблюдения при изучении процесса рассеяния являются (рис. 8): зона прямого рассеяния ( $\approx 45^\circ$ ), зона бокового рассеяния ( $\approx 90^\circ$ ) и зона обратного рассеяния ( $\approx 180^\circ$ ); зона прямого луча во внимание не принимается. Чем больше отношение диаметра частицы к  $\lambda$ , тем больше энергии рассеивается вперед по направлению ЭМИ. Процесс смещения интенсивности вперед по направлению ЭМИ (рис.8) становится ярко выраженным уже для значений  $d/\lambda=0,3$  [25].

При дальнейшем увеличении размера частиц практически весь рассеянный свет будет распространяться в направлении, близком к  $0^\circ$  (теория Фраунгофера,  $d>2\lambda$ ).

При увеличении диаметра частиц на полярных диаграммах появляется ряд боковых максимумов и минимумов интенсивности рассеянного света. Их появление хорошо объясняется теорией Гюйгенса-Кирхгофа. Местонахождение и амплитуда излучений вторичных волн на полярных диаграммах (рис.7б, 8) зависят от размеров и формы каждой отдельно взятой частицы. При рассеянии

secondary electromagnetic waves in all directions (scattering = excitation + re-radiation, fig. 6). In addition to the secondary radiation (re-radiation) the excited elementary charges can transform a part of incident energy to other types, for example, to heat energy; such process is defined as absorption [23].



**Рис.8. Характерные точки наблюдения и распределение интенсивности рассеяния в зависимости от диаметра частицы**  
**Fig. 8. Representative points of observation and distribution of scattering intensity depending on particle diameter**



на нескольких частичах эти максимумы и минимумы излучения усредняются.

Хотя решение, предложенное Ми, получено для дифракции на одной сфере, оно применимо также к дифракции на любом числе сфер при условии, что все они имеют одинаковый диаметр и одинаковый состав, распределены хаотически и находятся друг от друга на расстояниях, больших по сравнению с длиной волны [25].

## 2.2. Теория дифракции Фраунгофера (Fraunhofer diffraction theory). Рассеяние при $d > 2\lambda$ (частный случай теории Ми)

Рассмотрим, что происходит, когда свет падает на частицу микронных размеров. Когда микрочастица (более 1 мкм) попадает в переменное ЭМП падающей волны, каждая ее молекула или атом становится дипольным излучателем. Под влиянием поля падающей волны микрочастица поляризуется. На нее действует не только поле падающей волны, но и многочисленные поля элементов, составляющих микрочастицу. Молекулы и атомы микрочастицы "упакованы" плотно, т.е. находятся близко друг от друга, и их нельзя считать независимыми излучателями рассеянного света, как это принималось при рэлеевском рассеянии. Необходимо учитывать интерференцию волн, рассеянных отдельными излучателями, имея в виду при этом, что свет, рассеянный каждой молекулой, отличается по фазе, состоянию поляризации и месту возникновения [22].

На полярных диаграммах (рис.9) показана угловая зависимость распределения интенсивности рассеянного света. Диаграмма дает следующую информацию:

- числа на внешней границе диаграммы означают углы рассеяния;
- расстояние между центром диаграммы и цветной кривой распределения показывает интенсивность света, рассеянного в данном направлении;
- ось радиальной интенсивности (логарифмическая шкала) и концентрические круги показывают, что интенсивность при переходе от одного круга к следующему изменяется в 10 раз.

К примеру, световая волна длиной 650 нм (красный свет) падает на каплю воды диаметром 20 мкм (рис.9а). На диаметре такой капли "уложится" около 30  $\lambda$  красного света [26]. Поэтому при рассеянии на микрочастице возбуждается

The polar chart (fig. 7a) shows distribution of scattering intensities in the different directions by an ice particle with a diameter of  $0.4 \lambda$ . Intensities are specified separately for two polarized components,  $i_1$  and  $i_2$ . Figure 7b, where the scattering chart is given for a water drop with a diameter of about  $4\lambda$ , shows the extent of scattering pattern complication with the increase in the size of particles.

It follows from Mie theory that, except for cases with significant conductivity or dielectric permittivity, the intensity of scattered light  $I$  reaches its maximum both in the direction coinciding with the direction of incident light ( $0^\circ$ ) and in the opposite direction ( $180^\circ$ ), and has its minimum at an angle of  $90^\circ$  (fig. 7b, 8) [24].

Representative points of observation when studying the scattering process are the following (fig. 8): forward scattering area ( $\sim 45^\circ$ ), lateral scattering area ( $\sim 90^\circ$ ) and backscattering area ( $\sim 180^\circ$ ); forward beam area is not taken into account. The more the relation of diameter of the particle to  $\lambda$  is, the more energy is scattered forward in the EMR direction. Intensity shift process in the EMR direction (fig. 8) becomes pronounced already for values of  $d/\lambda = 0.3$  [25].

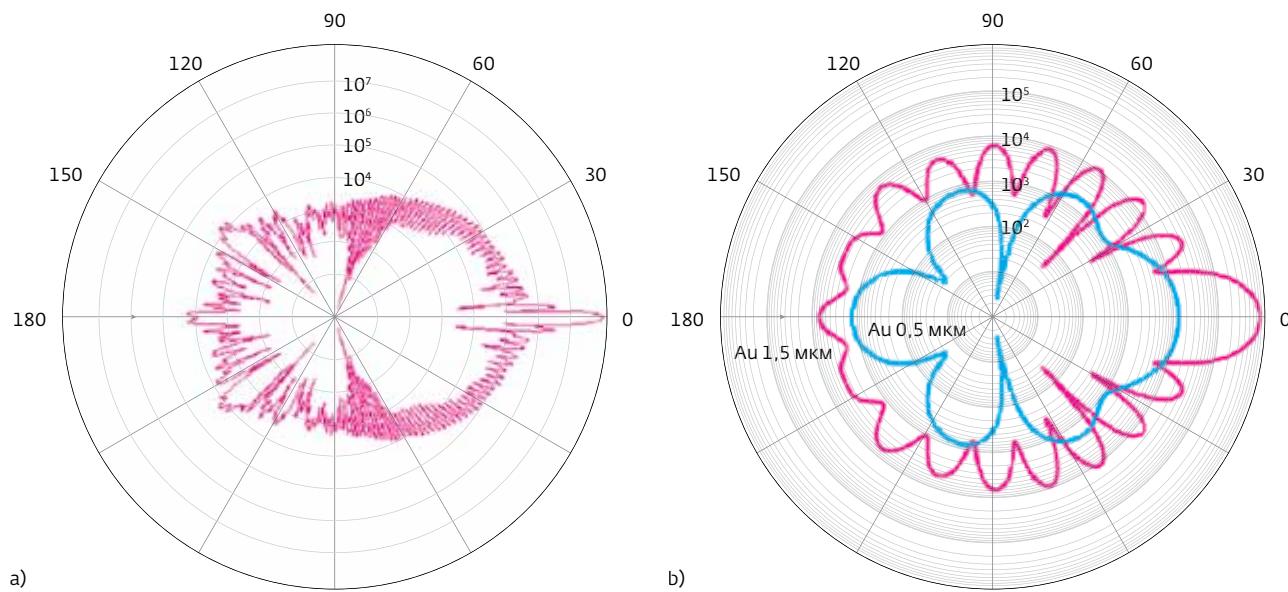
With further increase in the size of particles, practically all scattered light will propagate in the direction close to  $0^\circ$  (Fraunhofer theory,  $d > 2\lambda$ ).

With increase in diameter of particles a number of lateral maxima and minima of intensity of scattered light appears on polar charts. Their emergence is well explained by Huygens-Kirchhoff theory. The location and amplitude of radiations of secondary waves on polar charts (fig. 7b, 8) depend on the sizes and shape of each particle taken separately. With scattering on several particles, these maxima and minima of radiation are averaged.

Though the solution proposed by Mie is obtained for diffraction on one sphere, it is also applicable to diffraction on any number of spheres provided that all of them have the identical diameter and identical structure, distributed chaotically and separated by the distances large in comparison with wavelength [25].

## 2.2. Fraunhofer diffraction theory. Scattering when $d > 2\lambda$ (special case of Mie theory)

Let's consider what occurs when light falls on a particle of micron sizes. When a microparticle (over 1 micron) is captured into variable EMF of incident wave, its each molecule or atom becomes a dipole emitter. Under the influence of incident wave field, the microparticle is polarized. It is exposed not only to the incident wave field, but also to numerous fields of the elements composing the microparticle. Molecules and atoms



**Рис.9.** Полярные диаграммы интенсивности рассеяния: а) красного лазера ( $\lambda=650$  нм) на капле воды диаметром 20 мкм, б) красного лазера на золотой частице диаметром 1,5 мкм (красная линия) и 0,5 мкм (синяя линия)

**Fig. 9.** Polar charts of scattering intensity: a) red laser ( $\lambda = 650$  nm) on a water drop with a diameter of 20  $\mu\text{m}$ ; b) red laser on gold particle with a diameter of 1.5  $\mu\text{m}$  (red line) and 0.5  $\mu\text{m}$  (blue line)

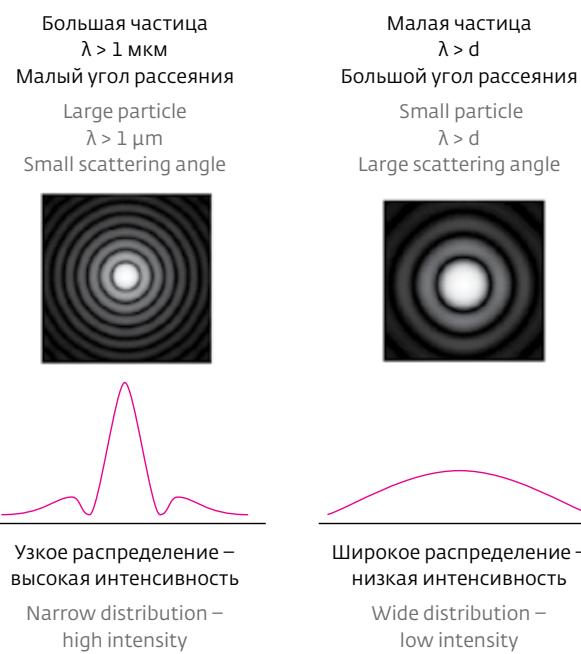
множество вторичных волн рассеянного света. Амплитуды этих волн зависят от размера рассеивающей частицы.

При рассеянии на частице золота диаметром 1,5 мкм (рис.9б, красная кривая) интенсивность для малых углов рассеяния – от 0° до  $\approx 15^\circ$  – примерно в 100 раз больше, чем в обратном направлении. Для синей кривой (диаметр частицы 0,5 мкм) эта разница значительно меньше [27].

Дифракция Фраунгофера (статическое рассеяние лазерного света, лазерная дифракция, лазерная дифрактометрия) используется для определения размера частиц путем измерения угловой зависимости интенсивности рассеяния (рис.10).

Термин "статическое рассеяние" перекликается с термином "диффузное отражение". При диффузном отражении (см. рис.6) падающий луч отражается под несколькими углами, а не под одним, как в случае с зеркальным отражением. Диффузное отражение наблюдается, если неровности поверхности имеют порядок длины волны (или превышают ее) и расположены беспорядочно.

Если диаметр частицы больше, чем  $\lambda$  падающего света (частицы размером до нескольких микрон, рис.10а, 11-Фраунгофер), то происходит



**Рис.10.** Дифракция лазерного пучка на частицах разных размеров

**Fig. 10.** Diffraction of laser beam on particles of different size

преимущественно процесс дифракции. Если размер частиц такой же или меньше  $\lambda$  падающего света, то гораздо больше света рассеивается под большими углами по сторонам (рис.10b) и отражается назад (рис.9b, Au 0,5 мкм).

Методом лазерной дифракции определяют размеры частиц, измеряя интенсивность распределения в прямом направлении для малых углов ( $<35^\circ$ ).

Интерпретация модели рассеяния света по теории Ми распространяется на весь диапазон размеров частиц, включая теорию рассеяния Рэлея и дифракцию Фраунгофера как частные случаи. Если все частицы в пробе больше, чем  $\lambda$  света, теория Фраунгофера доминирует.

Для того, чтобы понять дифракцию, представим луч света как широкий волновой фронт, который ударяет частицу и частично окружает ее, подобно водяной волне, ударяющейся о сравнительно большое препятствие. При наложении различных частей разбитого волнового фронта (интерференция), происходящем за частицей, обнаруживается характерная дифракционная картина (рис.11, Фраунгофер), описываемая теорией Фраунгофера и зависящая от диаметра частиц (чем плотнее расположены дифракционные кольца, тем больше частица, и наоборот) [27].

Наряду с дифракцией, при прохождении естественного света через субмикронную частицу наблюдается дисперсия света. В центре – красный и оранжевый, на дифракционных кольцах – голубой и синий цвета (рис.11, Фраунгофер). Показанная иллюстрация – изображение интенсивности рассеяния света сферической частицей, которая может быть точно описана с помощью функции Бесселя [27]. Функции Бесселя применяются при решении многих задач о распространении волн.

В окончательной форме теории Ми свет, рассеянный частицей, представляется суммой бесконечного медленно сходящегося ряда. Каждое слагаемое ряда представляет собой сложного вида функцию. Чем меньше размер частицы, тем меньше слагаемых можно учитывать при суммировании ряда [22].

Если размер частицы становится менее  $1/10 \lambda$ , теория Ми переходит в теорию Рэлея (рэлеевское рассеяние), если больше  $2\lambda$  – то в теорию рассеяния Фраунгофера (рис.11). Если диаметр сферы очень велик по сравнению с  $\lambda$  ( $d \gg \lambda$ ), то начинают работать законы геометрической оптики, большая часть падающего света отражается.

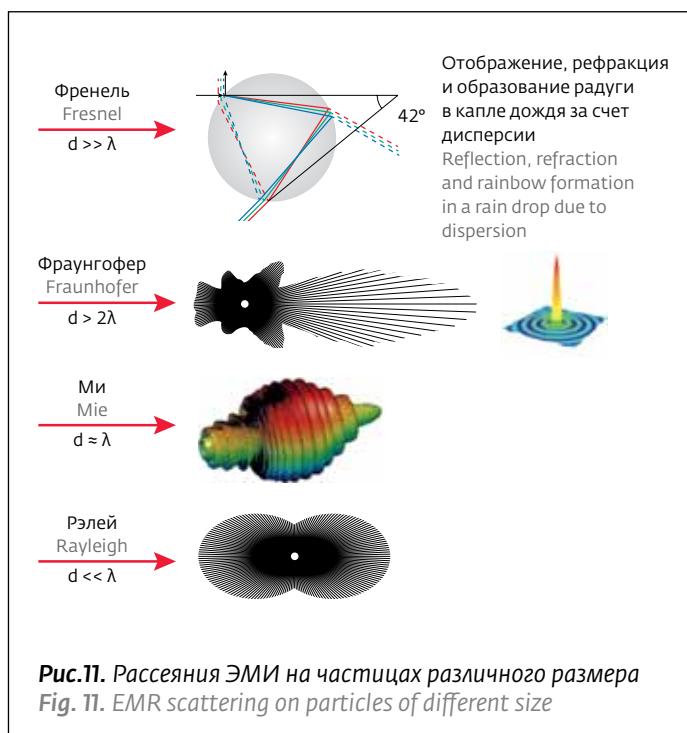


Рис.11. Рассеяния ЭМИ на частицах различного размера  
Fig. 11. EMR scattering on particles of different size

of microparticle are "packed" densely, i.e. they are in close proximity from each other, and they cannot be considered as independent emitters of scattered light as it was accepted for Rayleigh scattering. It is necessary to consider interference of waves scattered by separate emitters, meaning that the light scattered by each molecule differs by phase, polarization and emergence location [22].

The polar charts (fig. 9) show angular dependence of distribution of scattered light intensity. The chart gives the following information:

- numbers on external border of the chart signify scattering angles;
- distance between the center of the chart and color distribution curve shows intensity of light scattered in this direction;
- radial intensity axis (logarithmic scale) and concentric circles show that intensity changes by 10 times upon transition from one circle to the other one.

For example, the light wave 650 nm long (red light) falls on a water drop with a diameter of 20  $\mu\text{m}$  (fig. 9a). The drop of such diameter will "keep within" about 30  $\lambda$  of red light [26]. Therefore a lot of secondary waves of scattered light will be excited as a result of scattering on a microparticle. The amplitudes of these waves depend on the size of the scattering particle.

When light is scattered on a gold particle with a diameter of 1.5  $\mu\text{m}$  (fig. 9b, red curve), the intensity for small scattering angles, i.e. from  $0^\circ$  to  $\sim 15^\circ$ , is approximately 100 times more than in the opposite



### 2.3. Поверхностный плазмонный резонанс (Surface Plasmon Resonance, SPR)

При взаимодействии ЭМИ с Ме наночастицами подвижные электроны проводимости частиц смещаются относительно положительно заряженных ионов металлов решетки. Это смещение носит коллективный характер – движение электронов согласовано по фазе. Если размер частицы много меньше  $\lambda$  падающего света, то перемещение электронов приводит к возникновению диполя. В результате возникает сила, стремящаяся возвратить электроны в положение равновесия. Величина возвращающей силы пропорциональна величине смещения, как для типичного осциллятора, поэтому можно говорить о наличии собственной частоты коллективных колебаний электронов в частице. Если частота колебаний падающего света совпадает с собственной частотой колебаний свободных электронов вблизи поверхности Ме частицы, наблюдается резкое увеличение амплитуды колебаний "электронной плазмы", квантовым аналогом которой является плазмон. Это явление получило название поверхностного плазмонного резонанса (Surface Plasmon Resonance, SPR) [28].

SPR – эффект, вызванный коллективными осцилляциями электронов проводимости на поверхности Ме наночастицы (Ag, Au, Cu), а следовательно и колебаниями ЭМП (рис. 12).

SPR сопровождается существенным поглощением света в видимой области спектра. Длина волны, на которой наблюдается максимум пика поглощения, зависит от металла наночастицы, ее размера и формы [29–32].

Когда Ме частица слишком большая (субмикронная), а также в случае облучения светом поверхности металла SPR не наблюдается. Энергия ЭМИ может:

- отражаться (как от зеркала);
- переизлучаться (например, ИК-излучение от черной Ме поверхности);
- поглощаться в самом массиве металла (также черная поверхность).

### 2.4. Поверхностные плазмон-поляритоны (Surface Plasmon Polaritons, SPPs)

Изучение SPPs началось в связи с исследованием распространения радиоволн. Понятие "поверхностные электромагнитные волны" (ПЭВ) ввел в науку А. Зоммерфельд, когда в 1899 г. рассмотрел задачу об осевом токе в длинном прямом проводе и получил решения уравнений Максвелла, из которых следует, что амплитуда элек-

direction. This difference is much less for blue curve (particle diameter is  $0.5 \mu\text{m}$ ) [27].

Fraunhofer diffraction (static scattering of laser light, laser diffraction, laser diffractometry) is used for determination of the size of particles by measuring angular dependence of scattering intensity (fig. 10).

The term "static scattering" has something in common with the term "diffuse reflection". The falling beam is reflected at several angles as a result of diffuse reflection (fig. 6), and not at one angle as with specular reflection. Diffuse reflection is observed, when the surface irregularities have wavelength order (or exceed it) and are located randomly.

If particle diameter is more than  $\lambda$  of incident light (particles up to several microns in size, fig. 10a, 11-Fraunhofer), then diffraction process occurs primarily. If the size of particles is the same or less than  $\lambda$  of incident light, much more light is scattered on the particles at large angles (fig. 10b) and reflected back (fig. 9b, Au  $0.5 \mu\text{m}$ ).

The sizes of particles are determined by laser diffraction method measuring intensity of propagation in forward direction for small angles ( $<35^\circ$ ).

Interpretation of light scattering model of according to Mie theory is applied to a whole range of the sizes of particles, including Rayleigh scattering theory and Fraunhofer diffraction as special cases. If the size of particles in a sample exceeds  $\lambda$  of light, Fraunhofer theory dominates.

In order to understand diffraction, imagine a beam of light as wide wave front hitting the particle and partially surrounding it, similar to water wave hitting rather big obstacle. When superposition of different parts of the broken wave front (interference) occurs behind the particle, the characteristic diffraction pattern (fig. 11, Fraunhofer) described by Fraunhofer theory and depending on diameter of particles (the more densely diffraction rings are located, the more particle is, and vice versa) is revealed [27].

Along with diffraction, light dispersion is observed when natural light come across submicron particle. Red and orange colors are in the center, light-blue and blue colors are on diffraction rings (fig. 11, Fraunhofer). The shown illustration is the image of light scattering intensity for spherical particle which can be accurately described by means of Bessel function [27]. Bessel functions are applied when solving a number of wave propagation tasks.

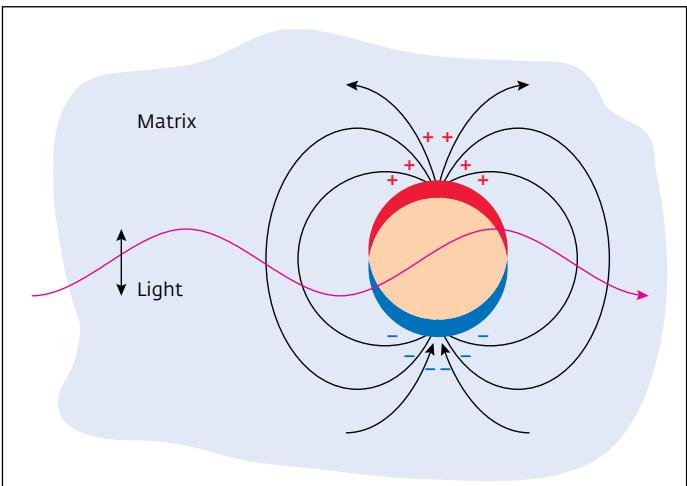
In the final Mie theory, light scattered by particle is represented as the sum of infinite slowly converging series. Each addend of the series represents a complex function. The lesser particle size is, the lesser addends can be considered for series summing [22].

тромагнитных колебаний быстро спадает при удалении от поверхности провода. Эти решения были им интерпретированы как доказательство наличия ПЭВ.

Экспериментальное проявление ПЭВ на границе с металлом обнаружено Р. Вудом в 1912 году при рассеянии электронов в тонкой Ме фольге. Явление в то время не было понято и оставалось известным как "аномалии Вуда" вплоть до 60-х годов.

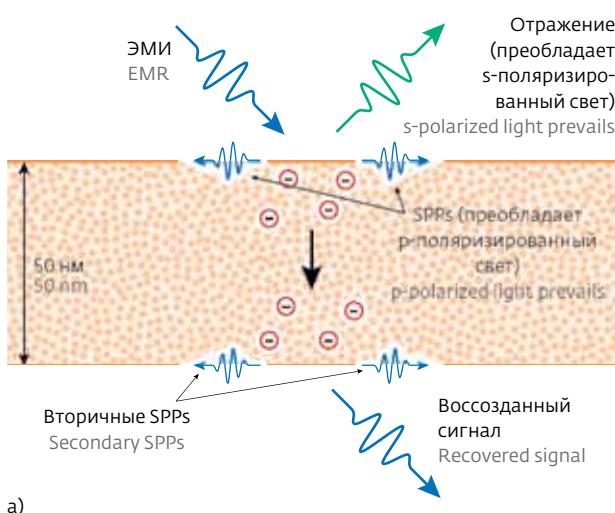
Вслед за А. Зоммерфельдом немецкий теоретик В. Кон установил, что плоская поверхность раздела диэлектрика и хорошего проводника оказывает направляющее воздействие на распространение объемной волны и что ПЭВ возможна на плоской границе раздела сред с малыми потерями интенсивности. Интерпретация ПЭВ в терминах поверхностных плазмон-поляритонов (SPP) дана Уго Фано [33, 44].

Дадим определение SPP. Это – составная частица, возникающая при взаимодействии ЭМИ и элементарных возбуждений среды, причем взаимодействие, приводящее к их связи, становится особенно сильным, когда частоты  $\omega$  и волновые

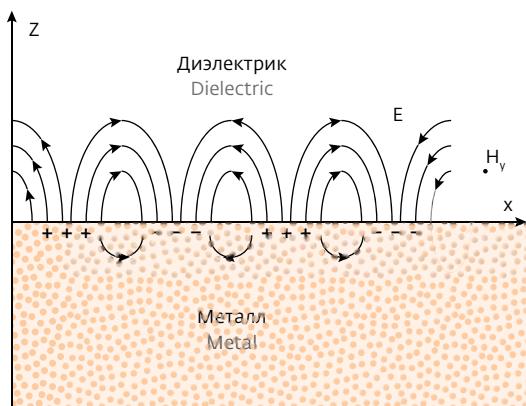


**Рис.12.** Схема возбуждения колебаний плазмона на поверхности Ме сферы под действием внешнего излучения  
**Fig. 12.** Scheme of excitation of plasmon oscillations on Me sphere surface under the influence of ambient radiation

If the particle size becomes less than  $1/10 \lambda$ , Mie theory transits into Rayleigh theory (Rayleigh scattering), if more than  $2 \lambda$  – into Fraunhofer scattering theory (fig.



a)



b)

**Рис.13.** Поверхностные плазмон-поляритоны (SPPs): а) схема прохождения электромагнитного излучения (ЭМИ) через Ме фольгу с образованием SPPs (присутствуют сразу в двух средах – диэлектрике и проводнике); б) электромагнитное поле SPP на границе Ме-диэлектрик. SPP объединяет ЭМИ и колебания заряда на поверхности Ме. Магнитное поле SPP направлено параллельно границе раздела сред, напряженность электрического поля имеет нормальную составляющую к поверхности, силовые линии загибаются так, чтобы удовлетворить граничным условиям (порождают электрический заряд на поверхности)

**Fig. 13.** Surface plasmon polaritons (SPPs): a) scheme of passing of electro-magnetic radiation (EMR) through Me foil with SPPs formation (existing in two media simultaneously: dielectric and conductor); b) SPP electromagnetic field on Me-dielectric interface. SPP integrates EMR and charge oscillations on Me surface. SPP magnetic field is directed parallel to media interface, electric field intensity has normal component to surface, power lines are bent so that to satisfy boundary conditions (generating electric charge on surface)



векторы  $k$  совпадают (резонанс). В этой области образуются связанные волны (поляритоны), которые обладают характерным законом дисперсии  $\omega(k)$ . Поляритон состоит частично из энергии ЭМИ и энергии собственных возбуждений среды.

Рассмотрим, что происходит, когда свет проходит через тонкую ( $\approx 50$  нм) Ме фольгу (рис.13). При попадании ЭМИ на поверхность Ме кроме классического отражения происходит локальное возбуждение электронов проводимости Ме, которые, в свою очередь, создают сферически расходящиеся вторичное ЭМИ той же длины волны (по Гюйгенсу). ЭМИ почти во всех направлениях гасится за счет интерференции, кроме одного направления – вдоль поверхности раздела сред. Это и есть SPPs. За счет малой толщины Ме на противоположной от источника света поверхности фольги возникают вторичные плазмон-поляритоны (возмущение электронной плотности на противоположной стороне фольги вызывает появление вторичных SPPs, энергия передается посредством ЭМП через электроны проводимости, рис.13а).

Как следствие, на противоположной стороне фольги воссоздается исходный сигнал (как птица феникс). Сигнал, разумеется, ослабленный. Этот сигнал распространяется дальше, за фольгу. Человеческий глаз воспринимает этот эффект как частичное прохождение света через фольгу, хотя на самом деле сигнал почти полностью поглотился, передался посредством ЭМП и был заново генерирован на противоположной стороне препятствия (фольги).

Сформулировать, что такое SPPs, можно следующим образом: SPPs является разновидностью ПЭВ и представляет комплекс неоднородной р-поляризованной волны и волны индуцированных свободных зарядов, распространяющейся вдоль проводящей поверхности [45]. Напряженность поля SPPs максимальна у границы раздела сред и экспоненциально убывает по мере удаления от нее.

Принцип прохождения света через препятствие за счет эффекта SPPs такой же, как при прохождении ЭМП через незаземленный Ме экран (поглощение ЭМП – ориентация электронов в Ме – повторная генерация ЭМП).

## 2.5. Отрицательная относительная диэлектрическая проницаемость Ме. Показатель преломления Ме меньше единицы

Авторы статей о метаматериалах [1-8, 19], оперируют такими понятиями как относительная диэ-

11). If the sphere diameter is very large in comparison with  $\lambda$  ( $d \gg \lambda$ ), laws of geometrical optics are applied, while the most part of incident light is reflected.

### 2.3. Surface Plasmon Resonance, SPR

When EMR interacts with Me nanoparticles, mobile conduction electrons of particles are displaced relative to positively charged grid Me ions. This shift has a collective nature: the movement of electrons is coordinated by phase. If the size of particle is much less than  $\lambda$  of incident light, movement of electrons leads to dipole emergence. The result is the force aiming to return electrons in balance position. The value of the returning force is proportional to displacement value, similar to typical oscillator; therefore one may speak about availability of natural frequency of collective oscillations of electrons in a particle. If oscillation frequency of incident light coincides with the natural oscillation frequency of free electrons near Me particle surface, the sharp increase in oscillation amplitude of "electronic plasma", quantum analog of which is plasmon, will be observed. This phenomenon was called Surface Plasmon Resonance, SPR [28].

SPR is the effect caused by collective oscillations of conduction electrons on ME nanoparticle surface (Ag, Au, Cu), and consequently by EMF oscillations (fig. 12).

SPR is followed by significant light absorption in visible spectrum. Wavelength, where absorption peak maximum is observed, depends on nanoparticle metal, its size and shape [29-32].

When Me particle is too large (submicron), and also in case of radiation by light of Me surface, SPR is not observed. EMR energy can:

- be reflected (like from mirror);
- be reradiated (for example, IR-radiation from black Me surface);
- be absorbed in Me array (the same black surface).

### 2.4. Surface Plasmon Polaritons, SPPs

Research of SPPs has begun in connection with radiowave propagation research. The concept of "surface electromagnetic waves" (SEW) was introduced by A. Sommerfeld when in 1899 he considered a task about axial current in long straight wire and obtained the solutions of Maxwell equations from which it follows that amplitude of electromagnetic oscillations quickly attenuates upon moving away from wire surface. He interpreted these solutions as the proof of SEW existence.

Experimental demonstration of SEW on the border with metal was given by R. Wood in 1912



лектрическая проницаемость (ОДП), показатель преломления и магнитная проницаемость, при чем все эти величины якобы могут принимать отрицательные значения или быть  $<1$ . Как же это можно объяснить с физической точки зрения?

Сразу отметим, что для металлов как таких понятия ОДП не существует, оно применимо только для диэлектриков. ЭМИ в Me не распространяется – оно затухает.

Однако тут есть некоторые оговорки.

Энергия в виде SPPs может распространяться по границе раздела Me-диэлектрик или в виде ЭМП внутри Me.

Необходимо учитывать, о каком ЭМП мы говорим. Если постоянное, то Me исключаются, а если переменное, то у Me появляется ОДП (при высоких частотах ОДП уменьшается). Когда видимый свет падает на поверхность Me, то в тонком приповерхностном слое (за счет частоты, свойственной ЭМИ) образуется переменное ЭМП (само ЭМИ можно рассматривать как частный случай переменного ЭМП). Именно этот случай нас и интересует.

Важно, заземлена ли Me фольга (нас интересует именно тонкий, не более 30–50 нм, слой Me). Если заземлена, то вся энергия уйдет в землю, ОДП будет запредельно высокой (более  $10^{10}$ ), и, соответственно,

with scattering of electrons in thin Me foil. At that time the phenomenon has not been understood and remained known as "Wood anomaly" up to 60th.

After A. Sommerfeld, the German theorist V. Kohn established that the flat interface of dielectric and good conductor made direct impact on propagation of bulk wave and that SEW was possible on flat interface of media with insignificant intensity losses. SEW interpretation in terms of surface plasmon polaritons was given by Ugo Fano [33, 44].

Let's define SPP.

SPP is the compound particle emerging when EMR interacts with elementary media excitations, the interaction, leading to their coupling, becomes especially strong when frequencies  $\omega$  and wave vectors  $k$  coincide (resonance). The coupling waves (polaritons) possessing characteristic law of dispersion  $\omega(k)$  are formed in this area. The polariton consists partially of EMR energy and energy of own medium excitation.

Let's consider what occurs when light passes through thin (~ 50 nm) Me foil (fig. 13). When EMR hits Me surface, the local excitation of conduction Me electrons occurs, in addition to classical reflection; excited electrons, in turn, creating spherically divergent secondary EMR with the same wavelength (according to Huygens). EMR is attenuated due to

## КНИГИ ИЗДАТЕЛЬСТВА "ТЕХНОСФЕРА"



Цена 1090 руб.

### ОСНОВЫ МИКРОВОЛНОВОЙ ФОТОНИКИ

**Урик Винсент Дж.-мл., МакКинни Джейсон Д., Вилльямс Кейт Дж.**

При поддержке Департамента промышленности обычных вооружений, боеприпасов и спецхимии Минпромторга России

Перевод с английского д.т.н. М.Е.Белкина, к.ф.-м.н. И.В.Мельникова, к.ф.-м.н. В.П.Яковлева

Под редакцией д.т.н., д.э.н., проф. С.Ф.Боева, акад. РАН, д.ф.-м.н., проф. А.С.Сигова

М: ТЕХНОСФЕРА,  
2016. – 376 с.,  
ISBN 978-5-94836-445-2

Данное издание представляет собой фундаментальное последовательное описание физических основ исследований и разработок в области компонентной базы и оборудования радиофotonных систем. Книга состоит из 10 глав. Отдельная глава посвящена еще слабо изученным вопросам разработки мощных высоколинейных фотодетекторов, в которых NRL является признанным мировым лидером. Помимо основных глав книга включает шесть приложений, облегчающих понимание использованного математического аппарата. Важной методической особенностью данной книги является согласованное изложение методов, принципов и подходов, изученных еще в прошлом столетии и введенных в последние 2–3 года.

Книга предназначена главным образом для студентов высшей школы и аспирантов, обучающихся по направлению "Фотоника", но также может быть полезна для преподавательского состава, для разработчиков аппаратуры в рамках этого только развивающегося в России направления науки и техники, а также для научных и технических специалистов в смежных областях.

#### КАК ЗАКАЗАТЬ НАШИ КНИГИ?

✉ 125319, Москва, а/я 91; ☎ (495) 234-0110; ☎ (495) 956-3346; [knigi@technosphera.ru](mailto:knigi@technosphera.ru), [sales@technosphera.ru](mailto:sales@technosphera.ru)

рассуждения о величине ОДП теряют смысл. Если фольга не заземлена, то энергия (в виде переменного ЭМП световой волны) пройдет сквозь фольгу, и мы можем зафиксировать ОДП Мe.

Относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  тесно связана с показателем преломления  $n$ :

$$n = \sqrt{\mu\epsilon},$$

где  $\mu$  – магнитная проницаемость.

В поглощающих средах ОДП содержит минимум компоненту  $\hat{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ , поэтому показатель преломления

$$\hat{n} = \sqrt{\mu\hat{\epsilon}}$$

становится комплексным:

$$\hat{n} = n + ik.$$

В области оптических частот, где  $\mu=1$ , действительная часть показателя преломления описывает собственно преломление

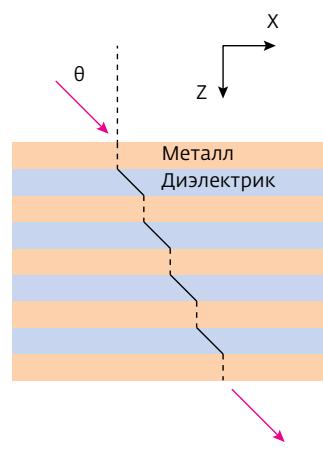
$$n = \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}},$$

interference almost in all directions, except one direction, namely along media interface. That is what SPPs are. At the expense of the Me small thickness, secondary plasmon polaritons occur on foil surface opposite to light source (perturbation of electronic density on the foil opposite side causes emergence of secondary SPPs, energy is transmitted by means of EMF through conduction electrons, fig. 13a).

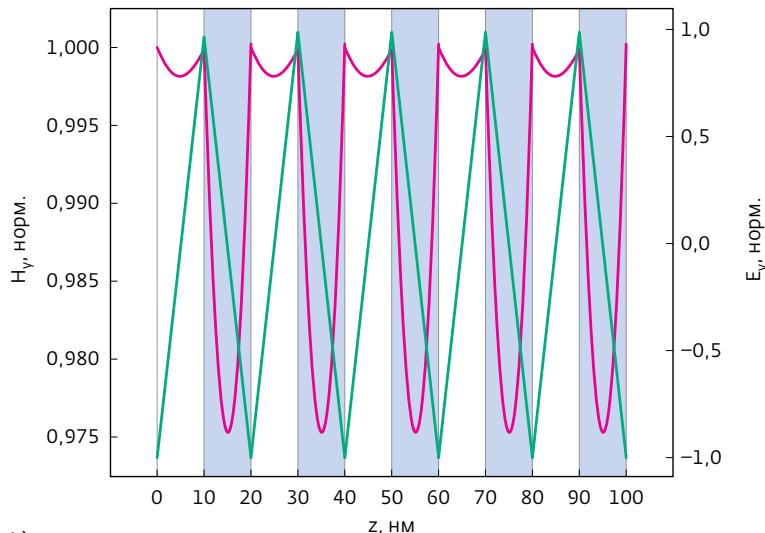
This results in the original signal recovery on the opposite side of foil (similar to secular bird). The signal is weakened, of course. This signal extends further, beyond the foil. Human eye perceives this effect as partial passing of light through foil though actually the signal was almost completely absorbed, transferred by means of EMF and was newly generated on the opposite side of the obstacle (foil).

It is possible to formulate what the SPPs are as follows: SPPs are a kind of SEW and represent the complex of heterogeneous p-polarized wave and wave of induced free charges propagating along the conductive surface [45]. Field intensity of SPPs is the most at the media interface and exponentially decreases with moving away from it.

The principle of light passing through obstacle due to SPPs effect is the same, as when EMF passes through Me ungrounded screen (EMF absorption – orientation of electrons in Me – repeated EMF generation).



a)



b)

**Рис.14.** Прохождение света через слоистую структуру Ме-диэлектрик (а) [47] и профили электрического (штрихлиния) и магнитного (сплошная линия) полей внутри многослойного метаматериала. Видны возбуждаемые поверхностью волны на границах между слоями (б) [48]

**Fig. 14.** Passing of light through Me-dielectric laminated structure (a) [47] and profiles of electric (dash line) and magnetic (firm line) fields in multilayer metamaterial. Excited surface waves are visible on borders between the layers (b) [48]



а мнимая часть  $k = \frac{\epsilon_2}{2n}$  – поглощение.

Для массивного Ag при  $\lambda=589,3$  нм  $\hat{n}=0,20+3,44i$ . Показатель преломления Me, включающий действительную часть  $<1$  и мнимую часть, можно интерпретировать как экспоненциально-затухающую волну, не способную пройти через Me (неспособную напрямую, но способную пройти посредством преобразования ЭМИ – ЭМП – ЭМИ, раздел 2.4). У Ag мнимая часть минимальна по сравнению с другими Me (например, для Au  $\hat{n}=0,188+5,39i$  [46]), поэтому Ag – самый перспективный материал с точки зрения создания метаматериалов.

Сравним прохождение света через диэлектрик (см. рис.2а), Me фольгу (см. рис.13) и через слоистую структуру Me-диэлектрик (рис.14). В диэлектрике волна преломляется, отклоняясь в сторону нормали к поверхности, тем больше, чем больше диэлектрическая постоянная (рис.14а). В Me же возникают SPPs (рис.14б), энергия направлена перпендикулярно поверхности Me, что формально, в рамках математической модели, можно описать, как отрицательную ОДП.

## 2.6. Эванесцентные волны (эванесцентное поле – evanescent field)

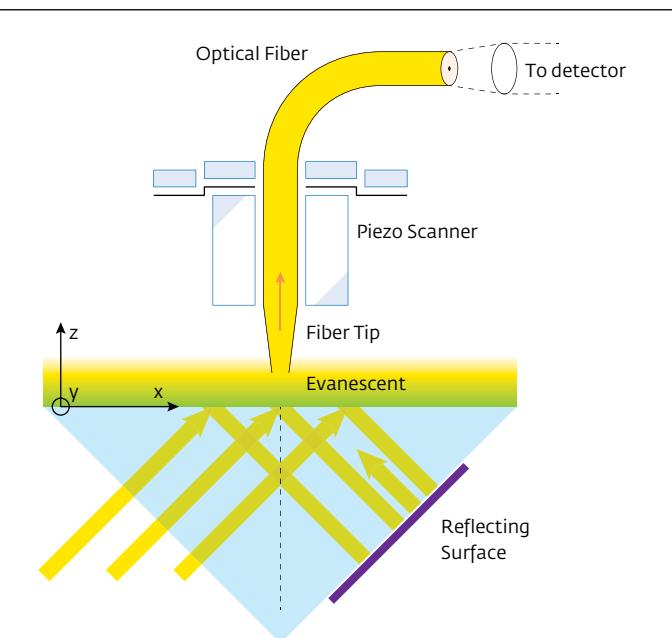
Эванесцентные волны (от лат. *evanescens* "исчезающий, эфемерный") – затухающие волны, возникающие вблизи границы раздела двух диэлектриков и идущие вдоль границы раздела (рис.15).

Особенности эванесцентных волн (отличие от SPPs):

- распространяются вблизи плоской границы раздела в одной из сред (менее плотной);
- возникают на границе двух диэлектриков;
- угол  $\theta$ , под которым свет падает на границу раздела, должен быть больше или равен углу полного внутреннего отражения (рис. 15).

В эксперименте [49] зарегистрирована модуляция профиля интенсивности стоячей эванесцентной волны с периодом 239,2 нм вдоль поверхности призмы. Возбуждающий аргоновый лазер генерирует излучение на длине волны (в вакууме) 514,5 нм. Эффективность сбора фотонов эванесцентного поля диэлектрическим острием СОТМ – 63%, что соответствует эффективному диаметру острия 80 нм. Длина затухания вдоль оси z (высота эванесцентной волны) составляет 103,9 нм.

Луч света, падающий со стороны оптически более плотной среды (стеклянная призма) на плоскую границу ее раздела с оптически менее плот-



**Рис.15.** Схема регистрации фотонов стоячей эванесцентной волны, связанной с верхней поверхностью призмы, при помощи сканирующего оптического туннельного микроскопа (СОТМ) [49]. На входе в призму – поляризованный свет. Граница раздела – стекло-воздух. На верхней поверхности призмы может располагаться образец ( $z=0$ ). Эванесцентная волна экспоненциально затухает при удалении от поверхности призмы

**Fig. 15.** Scheme of registration of photons of the standing evanescent wave connected with upper surface of prism by means of scanning optical tunnel microscope (SOTM) [49]. Polarized light is at the inlet to prism. Glass-air interface. Sample can be located on upper surface of prism ( $z=0$ ). The evanescent wave exponentially attenuates with moving away from prism surface

## 2.5. Negative relative dielectric permittivity of metal

Metal refractive index is less than one.

Authors of articles about metamaterials [1–8, 19] operate with such concepts as relative dielectric permittivity (RDP), refractive index and magnetic conductivity, and all these values allegedly can accept negative values or to be  $<1$ . How it can be explained from the physical point of view?

We shall note at once that for metals themselves RDP concept does not exist, it is only applicable to dielectrics. EMR in Me does not extend, it attenuates.

However, there are some exceptions.

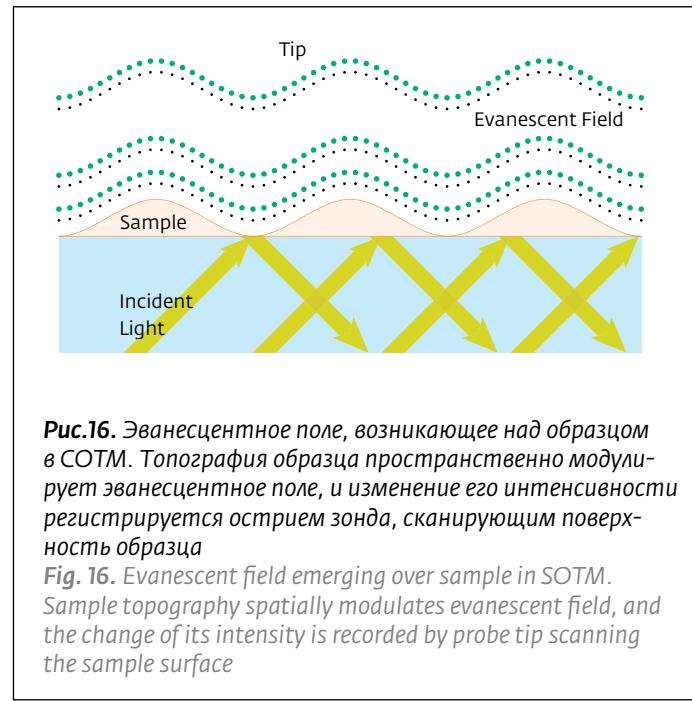
Energy in the form of SPPs can propagate along Me-dielectric interface or in the form of EMF in Me.

It is necessary to consider, what EMF we are talking about. If constant one, then Me are excluded, and if variable one, then Me acquires RDP (RDP decreases with

ной средой (воздух), не может выйти из стекла и полностью отражается от границы раздела (см. рис.15). Тем не менее ЭМП в оптически менее плотной среде отлична от нуля, правда при удалении от границы раздела оно экспоненциально уменьшается. Это не настоящая свободная электромагнитная волна, поскольку это поле не может существовать само по себе, без границы раздела. Однако оно обладает всеми свойствами бегущей поверхностной волны, т.е. электромагнитной волны, распространяющейся вдоль поверхности и затухающей при удалении от нее. Это и есть эванесцентная волна, всегда сопровождающая процессы полного внутреннего отражения. Ее амплитуда пропорциональна, а ее фаза совпадает с амплитудой и фазой настоящей электромагнитной волны, распространяющейся в призме [50, 51].

## 2.7. Преодоление дифракционного предела (Overcoming the diffraction limit) на примере СОТМ

Исследуемый образец располагается на поверхности призмы в области действия эванесцентного поля (рис.16). Тонкое оптическое волокно подносится непосредственно к сканируемой поверхно-



**Рис.16.** Эванесцентное поле, возникающее над образцом в СОТМ. Топография образца пространственно модулирует эванесцентное поле, и изменение его интенсивности регистрируется острием зонда, сканирующим поверхность образца

**Fig. 16.** Evanescence field emerging over sample in SOTM. Sample topography spatially modulates evanescent field, and the change of its intensity is recorded by probe tip scanning the sample surface

high frequencies). When visible light falls on Me surface, variable EMF is formed in thin near-surface layer (at the expense of the frequency inherent to EMR) (EMR itself



сти (на расстояние, меньшее  $\lambda$ ) в область эванесцентного поля.

Эванесцентное поле не может удалиться от границы раздела, однако если рядом окажется другая оптически плотная среда, то эванесцентное поле "перепрыгнет" в нее, превратившись в обычную бегущую волну. Это "перепрыгивание" есть не что иное, как туннелирование светового излучения из оптоэлемента в сканирующее волокно. В зонде происходит конверсия эванесцентного поля в распространяющуюся моду оптоволокна, которая посыпается в детектор.

Благодаря малым размерам острия иглы (около 50–100 нм), можно проводить измерения с субмикронной точностью (разрешающая способность СОТМ порядка 100 нм).

## 2.8. Нарушенное полное внутреннее отражение (Frustrated Total Internal Reflection, FTIR)

Рассмотрим прохождение ЭМИ через две плоские параллельные пластиинки одного и того же прозрачного материала A (назовем их  $A_1$  и  $A_2$ ), разделенные слоем другого прозрачного материала, проще всего – воздуха. Поскольку скорость света в воздухе почти равна его скорости в вакууме, при переходе из A в воздух возможно полное внутреннее отражение. Если ширина воздушного слоя значительно превышает  $\lambda$ , то наличие пластиинки  $A_2$  ничего не изменит. Свет, как и раньше, будет затухать по экспоненте при выходе из  $A_1$ .

Если же ширина воздушного слоя меньше  $\lambda$ , ситуация изменится. В этом случае покинувшая  $A_1$  волна входит в пластиинку  $A_2$  и там "возрождается" в виде нормальной, а не затухающей волны, только с меньшей амплитудой [52]. Вероятность квантового туннелирования частицы всегда меньше единицы. Точно так же амплитуда добрающейся до  $A_2$  световой волны уступает ее амплитуде в  $A_1$ . Однако И.Хупер и его коллеги [53] показали в теории и подтвердили в эксперименте, что можно в принципе добиться 100%-ного возрождения исходной волны. Для этого надо разделить  $A_1$  и  $A_2$  не просто слоем воздуха, а несколькими слоями: сначала тонкая пленка другого прозрачного материала  $B_1$ , потом воздушный слой, потом такая же пленка  $B_2$ , потом, наконец, пластиинка  $A_2$ . И пленки, и воздушный слой опять-таки должны быть гораздо меньше по толщине, чем  $\lambda$ . Расчеты показывают, что при правильном подборе угла падения исходного луча и других параметров эксперимента в идеале можно добиться того, что через пластиинку  $A_2$  выйдет

can be considered as special case of variable EMF). This is the case that we are interested in.

It is important, whether Me foil is grounded (we interested in the thin Me layer not exceeding 30–50 nm). If it is grounded, all energy will go to the earth, RDP will be incredibly high (more than  $10^{10}$ ), and, therefore, considerations of the RDP value will lose meaning. If the foil is not grounded, energy (in the form of variable EMF of light wave) will pass through foil, and we can record Me RDP.

Relative dielectric permittivity  $\epsilon$  is closely connected with refractive index n.

$$n = \sqrt{\mu\epsilon},$$

where  $\mu$  is magnetic conductivity.

RDP contains imaginary component ( $\hat{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ ) in the absorbing media, therefore refractive index

$$\hat{n} = \sqrt{\mu\hat{\epsilon}}$$

becomes complex

$$\hat{n} = n + ik.$$

In the field of optical frequencies where  $\mu = 1$ , the real part of refractive index describes the refraction itself

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}{2}},$$

and imaginary part  $k = \frac{\epsilon_2}{2n}$  describes absorption.

For massive Ag when  $\lambda = 589.3$  nm  $\hat{n} = 0.20 + 3.44 i$ . Me refractive index including real part  $< 1$  and imaginary part can be interpreted as exponential-attenuating wave incapable to pass through Me (incapable directly, but capable to pass by means of EMR – EMF – EMR transformation, chapter 2.4). Ag imaginary part is minimum in comparison with other Me (for example, for Au  $\hat{n} = 0.188 + 5.39 i$  [46]), therefore Ag is the most perspective material from the point of view of metamaterial creation.

Let's compare passing of light through dielectric (fig. 2a), Me foil (fig. 13) and through Me-dielectric laminated structure (fig. 14). In dielectric the wave refracts deviating towards normal to the surface in direct proportion to the magnitude of dielectric constant (fig. 14a). Meanwhile, SPPs are emerging in Me (fig. 14b), energy is directed perpendicular to Me surface what can be formally described, within mathematical model, as negative RDP.



свет с неизменённой амплитудой. Это происходит потому, что  $B_1$  и  $B_2$  действуют как оптические резонаторы, усиливающие проходящий через них свет. Аналогичные эффекты в физике полупроводниковых гетероструктур были описаны еще в 70-е годы под названием резонансного туннелирования (крупнейший вклад в их исследование внес лауреат Нобелевской премии 1973 года Лео Эсаки), но в оптике они до сих пор не наблюдались (во всяком случае, так утверждают Хупер и его соавторы).

В эксперименте английских физиков [53] поляризованный лазерный луч с длиной волны 700 нм выходил из кварцевой призмы, пересекал пленку прозрачного сульфида цинка толщиной 209 нм, 131-нанометровый воздушный промежуток, другую такую же цинк-сульфидную пленку и попадал во вторую призму из кварца. Правда, экспериментаторам не удалось добиться 100%-ного прохождения излучения, которое немного поглощалось в сульфиде цинка. Однако реальный уровень пропускания света был достаточно высок – примерно 85%. Если бы пространство между кварцевыми призмами было заполнено одним только воздухом, то степень пропускания не превысила бы 30%.

Продолжение следует.

## ЛИТЕРАТУРА

22. Зверева С.В. В мире солнечного света.–Л.: Гидрометеоиздат, 1988, с. 16–17.  
Zvereva S.V. V mire solnechnogo sveta.– L.: Gidrometeoizdat, 1988, s. 16–17.
23. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. Пер. с англ.–М.: Мир, 1986.  
Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. Пер. с англ.– М.: Мир, 1986.
24. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.–М.: Наука, 1973.  
Born M., Vol'f E. Osnovy optiki.– M.: Nauka, 1973.
25. Хвостиков М.А. Теория рассеяния света и ее применение к вопросам прозрачности атмосферы и туманов.–Успехи физ. наук, 1940, т. 24, вып. 2, с. 165–227.  
Hvostikov M.A. Teorija rassejanija sveta i ee primenenie k voprosam prozrachnosti atmosfery i tumanov.– Uspehi fiz. nauk, 1940, t. 2, vyp. 2, s. 165–227.
26. Тимошенко В.Ю. Оптика наносистем. Лекция 9. Рассеяние света в твердых телах.–МГУ им. Ломоносова, научно-обр. центр по нанотехнологиям, 2009.  
Timoshenko V.Ju. Optika nanosistem. Lekcija 9. Rassejanje sveta v tverdyh telah.– MGU im. Lomonosova, nauchno-obl. centr po nanotehnologijam, 2009.
27. Crolly G. Laser-scattering – Basics.– Fritsch GmbH, 7 р. Код доступа: www.fritsch-international.com

## 2.6. Evanescent waves (evanescent field)

Evanescent waves (from lat. evanescens "disappearing, ephemeral") are attenuating waves arising near interface of two dielectrics and moving along the interface (fig. 15).

Features of evanescent waves (distinctions from SPPs) are as follows:

- they propagate near plane interface in one of the media (less dense);
- they arise on border of two dielectrics;
- angle  $\theta$  at which light falls on the interface must exceed or be equal to the angle of total internal reflection (fig. 15).

Modulation of intensity profile of standing evanescent wave with the period of 239.2 nm along prism surface was recorded in experiment [49]. The exciting argon laser generates radiation at wavelength (in vacuum) of 514.5 nm. Efficiency of collecting photons of evanescent field with dielectric tip of SOTM is 63% that corresponds to the tip effective diameter of 80 nm. The attenuation distance along z axis (height of evanescent wave) is 103.9 nm.

The beam of light falling from the optically denser medium (glass prism) on plane interface with optically less dense medium (air) cannot leave the glass and is completely reflected from the interface (fig. 15). Nevertheless EMF in optically less dense medium is other than zero, though it exponentially decreases when moving away from the interface. It is not a real free electromagnetic wave since this field cannot exist on its own without the interface. However, it possesses all properties of traveling surface wave, i.e. electromagnetic wave propagating along the surface and attenuating when moving away from it. This is the evanescent wave that always accompanies processes of total internal reflection. Its amplitude is proportional, and its phase coincides with amplitude and phase of real electromagnetic wave propagating in prism [50, 51].

## 2.7. Overcoming the diffraction limit using SOTM as an example

The investigated sample is located on prism surface in the scope of evanescent field (fig. 16). Thin optical fiber is brought directly to the scanned surface (at a distance smaller than  $\lambda$ ) in the area of evanescent field.

The evanescent field cannot move away from the interface, however if there is another optically dense medium nearby, evanescent field will "jump" into it, having turned into normal traveling wave. This "jumping" is no other than tunneling of light radiation from optic element into scanning fiber. Evanescent field is converted into propagating mode of optical fiber in the probe and is further sent to a detector.



28. **Вальднер В.О., Дроздова Н.М., Евдокимов А.А., Ершова Н.И. и др.** Получение и исследования наноструктур: лабораторный практикум по нанотехнологиям. – Москва, 2008.
- Val'dner V.O., Drozdova N.M., Evdokimov A.A., Ershova N.I. i dr. Poluchenie i issledovaniya nanostruktur: laboratornyj praktikum po nanotekhnologijam. – Moskva, 2008.
29. **Potapov A.L., Daineko O.A., Ivanova N.A., Agabekov V.E., Bin-Hussain M.** Formation and properties of films based on polyvinyl alcohol and doped with silver nanoparticles. – Appl. Surf. Sci., 2015, v. 350, p. 121–128.
30. **Агабеков В.Е., Потапов А.Л., Шахаб С.Н., Иванова Н.А.** Поляризаторы на основе поливинилового спирта и пленки с наночастицами серебра: получение и применение. – Полимерные материалы и технологии, 2015, т. 1, № 2, с. 6–35.
- Agabekov V.E., Potapov A.L., Shahab S.N., Ivanova N.A. Poljazratory na osnove polivinilovogo spirta i plenki s nanochasticami serebra: poluchenie i primenenie. – Polimernye materialy i tekhnologii, 2015, t. 1, №2, s. 6–35.
31. **Huang T., Xu X.-H.N.** Synthesis and characterization of tunable rainbow colored colloidal silver nanoparticles using single-nanoparticle plasmonic microscopy and spectroscopy. – J. Mater Chem., 2010, iss. 20, p. 9867–9876.
32. **Evanoff Jr. D.D., Chumanov G.** Synthesis and optical properties of silver nanoparticles and arrays. – ChemPhysChem, 2005, v. 6, p. 1221–1231.
33. **Возианова А.В.** Наноплазмоника. Часть 1. – СПб.: НИУ ИТМО.
- Vozianova A.V. Nanoplazmonika. Chast' 1. – SPb.: NIU ITMO.
34. **Sommerfeld A.** Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen an einem zylindrischen Leiter. – Ann. der Physik und Chem., 1899, v. 67, s. 233–290.
- Zenneck J. Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen an einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie. – Ann. der Physik, 1907, v. 23, s. 846–866.
36. **Френкель Я.И.** Электродинамика. Т. 2.–Л.; М.: ОНТИ, 1935.
- Frenkel' Ja.I. Elektrodinamika. T. 2.–L.; M.: ONTI, 1935.
37. **Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.** Теория волн. – М.: Наука, 1979.
- Vinogradova M.B., Rudenko O.V., Suhorukov A.P. Teoriya voln. – M.: Nauka, 1979.
38. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела: Сб. науч. трудов под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. – М.: Наука, 1985.
- Poverhnostnye poljaritony. Jelektromagnitnye volny na poverhnostyah i granicah razdela: Sb. nauch. trudov pod red. V.M. Agranovicha, D.L. Millsa. – M.: Nauka, 1985.
39. **Вайнштейн Л.А.** Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988.
- Vajnshtejn L.A. Jelektromagnitnye volny. – M.: Radio i svjaz', 1988.
40. **Либенсон М.Н.** Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона. – Соросовский образовательный журнал, 1996, № 10, с. 92–98.
- Libenson M.N. Poverhnostnye jelektromagnitnye volny opticheskogo diapazona. – Sorosovskij obrazovatel'nyj zhurnal, 1996, №10, s. 92–98.

Thanks to small sizes of needle tip (about 50–100 nm), it is possible to take measurements with submicron accuracy (SOTM resolution capacity is about 100 nm).

## 2.8. Frustrated Total Internal Reflection, FTIR

Let's consider EMR passing through two plane parallel plates of the same transparent material A (let's call them A<sub>1</sub> and A<sub>2</sub>) separated by a layer of other transparent material, for instance, air. Since light speed in air is almost equal to its speed in vacuum, total internal reflection is possible upon transition from A to air. If width of air layer considerably exceeds  $\lambda$ , the presence of plate A<sub>2</sub> will change nothing. Light will attenuate exponentially at the exit from A<sub>1</sub> as before.

If width of air layer is less than  $\lambda$ , the situation will change. In this case the wave leaving A<sub>1</sub> enters into plate A<sub>2</sub> and "revives" there in the form of normal, but not attenuating wave, only with smaller amplitude [52].

The probability of quantum tunneling of particle is always less than one. Similarly, amplitude of light wave which has reached A<sub>2</sub> is inferior to its amplitude in A<sub>1</sub>. However I. Hooper and his colleagues [53] have shown in the theory and have confirmed in experiment that in principle it is possible to achieve 100% of revival of initial wave. For this purpose it is necessary to separate A<sub>1</sub> and A<sub>2</sub> not just with air layer, but with several layers: first, thin film of other transparent material B<sub>1</sub>, then air layer, then same film B<sub>2</sub>, and, at last, A<sub>2</sub> plate. Furthermore, both films and air layer should be much thinner than the length of light wave. Calculations show that with correct selection of incidence angle of initial beam and other parameters of experiment it is possible to realize an ideal and to achieve that light with unchanged amplitude will come out of plate A<sub>2</sub>. It is due to the fact that B<sub>1</sub> and B<sub>2</sub> work as the optical resonators amplifying light passing through them. Similar effects in physics of semiconductor heterostructures have been described in the 70th as resonant tunneling (the largest contribution to their research was made by Nobel laureate in 1973 Leo Esaki), but they have not been observed in optics so far (at least as claimed by Hooper and his coauthors).

In experiment of English physicists [53] polarized laser beam with the wavelength of 700 nm was leaving quartz prism, crossing film of transparent zinc sulfide 209 nm thick, 131 nm air gap, another same zinc sulfide film and was captured in the second quartz prism. However, the experimenters did not manage to achieve 100% of passing of radiation which was slightly absorbed in zinc sulfide. However, the real level of light transmission was rather high, about 85%. If the gap between quartz prisms had been filled only with air alone, transmission degree would not exceed 30%.

To be continued



41. **Zayats A.V., Smolyaninov I.I.** Near-field photonics: surface plasmon polaritons and localized surface plasmons. – J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2003, v. 5, p. S16-S50.
42. **Виноградов Е.А., Лескова Т.А., Рябов А.П.** Радиационные поверхностные плазмон-поляритоны. – Оптика и спектроскопия, 1994, т. 76, № 2, с. 311–322.  
**Vinogradov E.A., Leskova T.A., Rjabov A.P.** Radiacionnye poverhnostnye plazmon-poljaritory. – Optika i spektroskopija, 1994, t. 76, №2, s. 311–322.
43. **Alieva E.V., Kuzik L.A., Yakovlev V.A.** Sum frequency generation spectroscopy of thin organic films on silver using visible surface plasmon generation. – Chem. Phys. Lett., 1998, v. 292, no. 4–6, p. 542–546.
44. **Zhizhin G.N., Alieva E.V., Kuzik L.A., Yakovlev V.A., Shkrabov D.M., van der Meer A.F.G., van der Wiel M.J.** Free-electron laser for infrared SEW characterization surfaces of conducting and dielectric solids and nm films on them. – Appl. Phys. A., 1998, v. 67, no. 6, p. 667–673.
45. **Новотный Л., Хект Б.** Основы нанооптики. – М.: Физматлит, 2009. **Novotnyj L., Heht B.** Osnovy nanooptiki. – M.: Fizmatlit, 2009.
46. **Palik E.D.** Handbook of optical constants of solids. 1st ed.– London: Academic Press, 1985.
47. **Орлов А.А.** Оптические метаматериалы на основе металлодиэлектрических слоистыхnanoструктур. Диссертация на соискание уч. степени кандидата физ.-мат. наук. – Санкт-Петербург, 2015.  
**Orlov A.A.** Opticheskie metamaterialy na osnove metalloidjelektricheskikh sloistykh nanostruktur. Dissertacija na soiskanie uch. stepeni kandidata fiz-mat. nauk. – Sankt-Peterburg, 2015.
48. **Schilling J.** Uniaxial metallo-dielectric metamaterials with scalar positive permeability. – Phys. Rev. E., 2006, v. 74, no. 4, p. 046618(8).
49. **Астапенко В.А.** Электромагнитное излучение на границе раздела сред и в структурированном веществе. Оптическая микроскопия ближнего поля. Лекция № 3. Код доступа: <http://www.slideserve.com/vivek/4428381>.  
**Astapenko V.A.** Jelektromagnitnoe izluchenie na granice razdela sred i v strukturirovannom veshhestve. Opticheskaja mikroskopija blizhnego polja. Lekcija №3. Kod dostupa: <http://www.slideserve.com/vivek/4428381>.
50. **Balistreri M.L.M., Korterik J.P., Kuipers L., van Hulst N.F.** Local observations of phase singularities in optical fields in waveguide structures. – Phys. Rev. Lett., 2000, v. 85, iss.2, p.294–297.
51. **Phillips P.L., Knight J.C., Pottage J.M., Kakarantzas G., Russell P.S.J.** Direct measurement of optical phase in the near field. – Appl. Phys. Lett., 2000, v. 76, p. 541–543.
52. **Левин А.** Даже серебро можно сделать прозрачным. – Элементы большой науки, 26.08.2006. Код доступа: [http://elementy.ru/novosti\\_nauki/430297](http://elementy.ru/novosti_nauki/430297).  
**Levin A.** Dazhe serebro mozhnno sdelat' prozrachnym. – Jelementy bol'shoj nauki, 26.08.2006. Kod dostupa: [http://elementy.ru/novosti\\_nauki/430297](http://elementy.ru/novosti_nauki/430297)
53. **Hooper I.R., Preist T.W., Sambles J.R.** Making tunnel barriers (including metals) transparent. – Phys. Rev.Lett., 2006, v. 97, iss. 5, p. 053902(4).