

А. А. ГЕВОРГЯН

### ОБ ЭФФЕКТАХ АНОМАЛИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДАХ СО СПИРАЛЬНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Рассматриваются прохождение и отражение света при нормальном его падении на слой среды со спиральной периодической структурой, ось которой перпендикулярна к граничным поверхностям. Изучены влияния изменения различных параметров среды (толщины слоя, реальной и мнимой частей среднего значения диэлектрической проницаемости и диэлектрической анизотропии) на ранее открытые эффекты. Исследованы особенности эффекта аномально сильного поглощения излучения в периодических средах вблизи области дифракционного отражения. Обсуждены физические механизмы полученных закономерностей.

**Введение.** Как известно, при взаимодействии света со слоем СПС конечной толщины действуют два механизма дифракции: дифракция света на структуре среды (в определенной области частот свет претерпевает селективное по отношению к поляризации дифракционное отражение) и дифракция света в ограниченном объеме (вне области селективного отражения (ОСО) интенсивность отраженного света уменьшается, осциллируя и проходя через дифракционные максимумы и минимумы).

В работах [1,2] изучены особенности поглощения излучения в спиральных периодических средах (СПС) и выявлены эффекты уменьшения поглощения излучения как при увеличении толщины слоя, так и при увеличении анизотропии поглощения. Изучен также ряд особенностей проявления этих эффектов в указанных средах. В работе [3] исследованы особенности выявленных эффектов в спиральных дихроичных средах. В [1–3] показано, что выявленные эффекты являются проявлением когерентности излучения. Они носят общий характер в том смысле, что могут проявляться при взаимодействии когерентного излучения (оно может быть электромагнитной волной, рентгеновским излучением, пучком частиц-электронов, -нейтронов или -протонов) с поглощающей периодической системой (она может быть жидким или твердым кристаллом, периодической слоистой средой, средой, находящейся в периодически меняющемся в пространстве ультразвуковом или мощном лазерном поле, одномерной, двумерной или трехмерной периодической системой атомов и т. д.). В [4] изучено взаимодействие квазимонохроматического, частично поляризованного света со СПС и рассмотрено влияние квазимонохроматичности и степени поляризации света на указанные эффекты. Предложен также интерференционный механизм поглощения, на основе которого легко объясняются как вышеуказанные аномалии поглощения, так и другие особенности поглощения когерентного излучения в периодических системах. Исследование взаимодействия пучков электронов с одномерной периодической системой атомов показывает, что аналоги вышеуказанных эффектов наблюдаются и в этом случае. Выясняется, что поглощение электронов при их неупругом взаимодействии с одномерной атомной системой уменьшается (после прохождения через пик) с увеличением числа атомов. Кроме того, при данном значении числа атомов в системе поглощение электронов опять уменьшается

(после прохождения через пик) при увеличении параметра, характеризующего неупругость их взаимодействия с атомной системой.

Ниже приведены результаты по изучению влияния изменения различных параметров СПС (реальной и мнимой частей среднего значения диэлектрической проницаемости, реальной и мнимой частей анизотропии диэлектрической проницаемости и толщины слоя) на вышеуказанные эффекты. Большой интерес к особенностям проявления указанных эффектов в СПС обусловлен следующим фактом. Такими средами являются, напр., холестерические жидкие кристаллы (ХЖК) и хиральные смектики. Параметры этих сред легко управляемы, и поэтому обсуждаемые свойства могут найти соответствующие применения.

**Результаты расчетов. Обсуждение. Выводы.** Рассмотрим прохождение и отражение плоской монохроматической электромагнитной волны при нормальном ее падении на слой СПС, характеризующейся тензорами

$$\hat{\epsilon}(z) = \epsilon_m \begin{pmatrix} 1 + \delta \cos 2az & \delta \sin 2az & 0 \\ \delta \sin 2az & 1 - \delta \cos 2az & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \delta \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}(z) = 1, \quad (1)$$

где  $\epsilon_m = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$ ,  $\delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2)/(\epsilon_1 + \epsilon_2)$ ,  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  – главные значения локального тензора диэлектрической проницаемости,  $a = 2\pi/\sigma$ ,  $\sigma$  – шаг спирали,  $1$  – единичная матрица. Ось среды (ось  $z$ ) перпендикулярна к граничным поверхностям. Известно точное аналитическое решение этой граничной задачи (см., в частности, [3]). Для величины поглощения излучения  $Q = 1 - (R + T)$  ( $R$  и  $T$  – коэффициенты отражения и прохождения соответственно) при падении на слой среды света с дифрагирующей и обратной круговой поляризациями соответственно получаем [3]

$$Q^\pm = 1 - \left[ |h_{1,2}a_2 + h_{2,1}a_1|^2 + |\delta(a_2 - a_1)|^2 + |u\delta^2(s_1a_2 - s_2a_1)|^2 + |u\delta(s_1a_2h_{1,2} + s_2a_1h_{2,1})|^2 \right] / |\Delta|^2 \quad (2)$$

где  $\Delta = 2\gamma a_1 a_2$ ,  $l_{1,2} = \gamma \pm 2$ ,  $h_{1,2} = \gamma \pm 2\chi$ ,  $k_{1,2} = 2ub_{1,2}/d$ ,  $b_{1,2} = \sqrt{1 + \chi^2 \pm \gamma}$ ,  $\gamma = \sqrt{4\chi^2 + \delta^2}$ ,  $u = \pi d \sqrt{\epsilon_m} / \lambda$ ,  $a_{1,2} = \cos(k_{1,2}d) \mp i u l_{1,2} \sin(k_{1,2}d) / (k_{1,2}d)$ .

$\chi = \lambda / (\sigma \sqrt{\epsilon_m})$ ,  $d$  – толщина слоя,  $k_{1,2}$  – волновые числа в локальной системе координат.

а. На рис. 1 представлена зависимость поглощения излучения  $Q$  в слое от его толщины (точнее, от числа витков спирали  $d/\sigma$ ) на длине волны вблизи коротковолновой границы ОСО при различных значениях: 1) анизотропии поглощения (а), 2) среднего поглощения  $\text{Im}\epsilon_m$  (б), 3) реальной части среднего значения диэлектрической проницаемости  $\text{Re}\epsilon_m$  (в), 4) анизотропии диэлектрической проницаемости  $\text{Re}\epsilon_a$  (г). Падающий на слой среды свет имеет дифрагирующую круговую поляризацию.

На рис. 2 представлены зависимости поглощения излучения  $Q$  от параметра  $\ln(2\text{Im}\epsilon_a)$  на длине волны вблизи коротковолновой границы ОСО при различных значениях: 1) толщины слоя (а), 2) среднего поглощения  $\text{Im}\epsilon_m$  (б), 3) реальной части среднего значения диэлектрической проницаемости  $\text{Re}\epsilon_m$  (в), 4) анизотропии преломления  $\text{Re}\epsilon_a$  (г).

Эти закономерности можно объяснить на основе интерференционного механизма поглощения излучения [4], имея в виду также следующие факты.

1. В СПС при наличии локальной анизотропии поглощения имеет место эффект Бормана, заключающийся в аномально слабом (или сильном) поглощении излуче-

ния в условиях дифракционного рассеяния. В отличие от случая рентгеновских лучей в кристаллах в СПС эффект Бормана реализуется за счет поляризационных свойств собственных волн. Возбуждаемая в среде суммарная дифрагирующая волна ориентируется (за счет изменения эллиптичности или азимута этой волны) на направление минимального (или максимального) поглощения. Однако это не единственный механизм аномально слабого (или сильного) поглощения излучения в этих средах. Подавление поглощения и аномально сильное поглощение, которые наблюдаются и при локальной изотропии поглощения [5], происходят из-за дифракционного характера отражения света. На максимумах дифракционного отражения из-за сильного отражения свет не проникает в глубь среды, и поэтому поглощение здесь существенно меньше, чем вдали от области дифракционного отражения. На минимумах дифракционного отражения происходит аномально сильное поглощение.

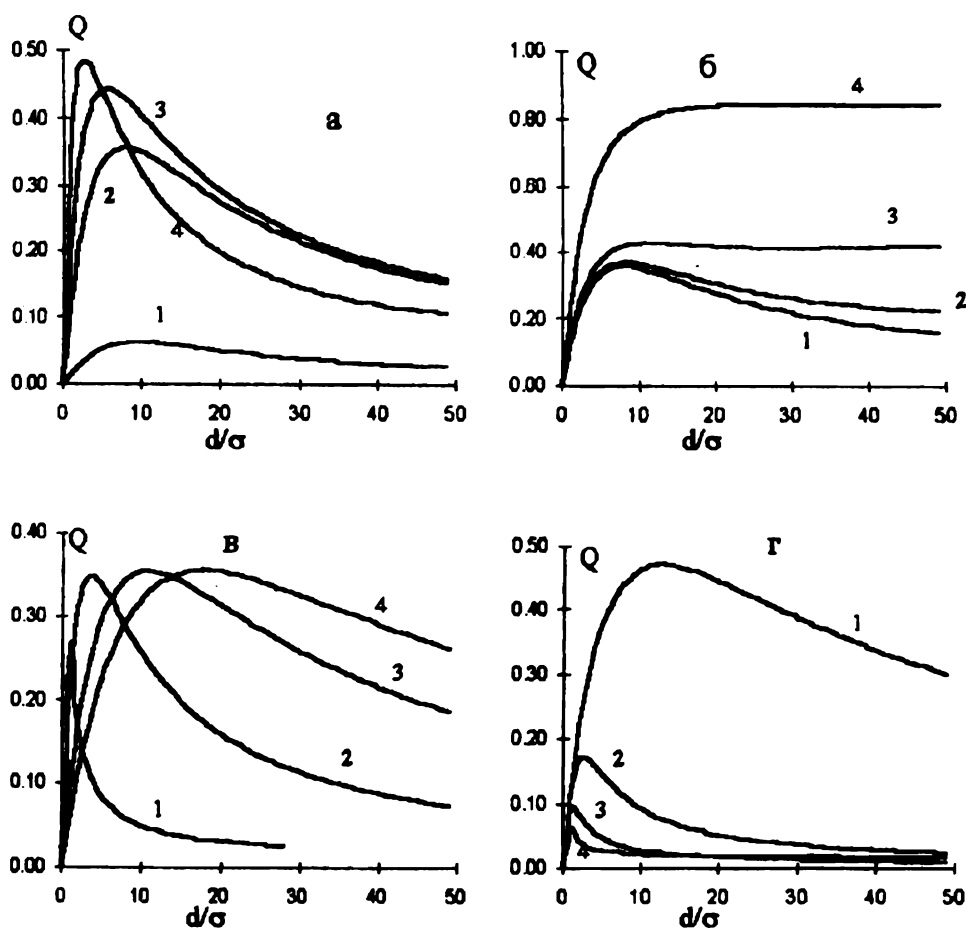


Рис. 1. Зависимость поглощения излучения  $Q$  от числа витков спирали  $d/\sigma$  при различных значениях: а)  $\text{Im}\epsilon_2$ : 1 – 0.005, 2 – 0.1; 3 – 0.25; 4 – 0.5.  $\lambda=0.615 \text{ мкм}$ .  $\text{Im}\epsilon_1=\text{Im}\epsilon_m$ . Остальные параметры таковы для всех случаев (а, б, в, г):  $\text{Re}\epsilon_1=2.29$ ,  $\text{Re}\epsilon_2=2.143$ ,  $\sigma=0.42 \text{ мкм}$ . б)  $\text{Im}\epsilon_m$ : 1 – 0.0501; 2 – 0.051; 3 – 0.055; 4 – 0.1.  $\text{Im}\epsilon_2=0.05$ . в)  $\text{Re}\epsilon_m$ : 1 – 0.175; 2 – 1.075; 3 – 3.075; 4 – 5.075.  $\text{Re}\epsilon_1=0.15$ ,  $\text{Im}\epsilon_1=\text{Im}\epsilon_m=0.05$ ,  $\lambda=\sigma\sqrt{\epsilon_2}$ . г)  $\text{Re}\epsilon_2$ : 1 – 0.025; 2 – 0.225; 3 – 0.425; 4 – 0.625.  $\text{Re}\epsilon_1=2.25$ ,  $\text{Im}\epsilon_1=\text{Im}\epsilon_m=0.05$ ,  $\lambda=\sigma\sqrt{\epsilon_2}$ .

2. При увеличении параметров среды  $\text{Re}\epsilon_1$ ,  $\text{Im}\epsilon_1$ ,  $\text{Re}\epsilon_m$ ,  $\text{Im}\epsilon_m$  становятся значительными также изменения собственных поляризаций. Так, известно [6,7], что при  $\text{Re}\delta \ll 1$  собственные поляризации представляют собой две квазикруговые поляриза-

ции, а при  $\text{Re}d \gg 1$  они также ортогональны, но уже поляризованы квазилинейно [6,7]. Спиральные периодические среды отличаются также той особенностью, что, при падении на слой такой среды, свет с одной собственной поляризацией претерпевает дифракционное отражение на его структуре, а с другой собственной поляризацией вообще не испытывает дифракционного отражения. Так что при значительных изменениях  $\text{Re}\epsilon_a$ ,  $\text{Im}\epsilon_a$ ,  $\text{Re}\epsilon_m$ ,  $\text{Im}\epsilon_m$  собственные поляризации начинают значительно отличаться от круговой и, следовательно, значительно уменьшается вклад дифракционного поглощения  $Q_{\text{diff}}$  в общее поглощение из-за уменьшения силы дифракции.

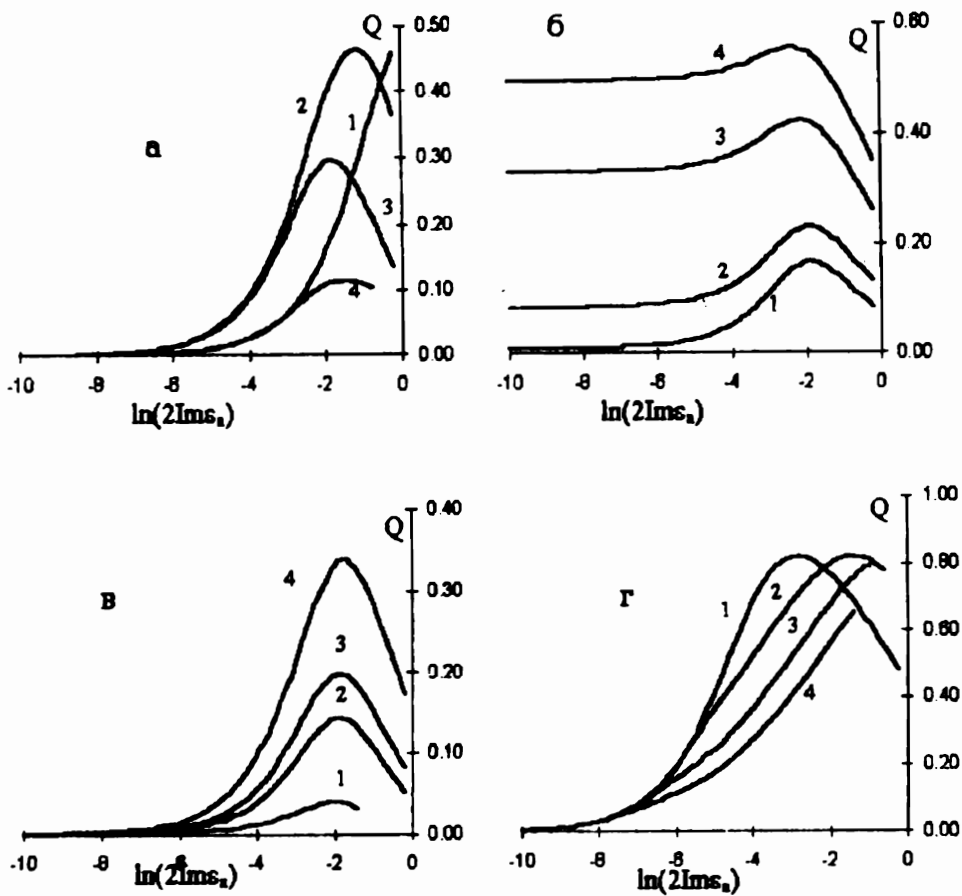


Рис. 2. Зависимость поглощения излучения  $Q$  от анизотропии поглощения  $\ln(2\text{Im}\epsilon_a)$  при различных значениях: а)  $d/\sigma$ : 1 – 1; 2 – 5; 3 – 20; 4 – 100.  $\text{Im}\epsilon_a = \text{Im}\epsilon_m$ . Для всех случаев (а, б, в, г) остальные параметры те же, что и на рис. 1 а. б) параметра  $x$ : 1–0.0001; 2–0.001; 3–0.005; 4–0.01.  $\text{Im}\epsilon_m = x + \text{Im}\epsilon_a$ ,  $\lambda = 0.615 \mu\text{м}$ .  $d = 50\sigma$ . в)  $\text{Re}\epsilon_m$ : 1 – 0.575; 2 – 2.075; 3 – 3.075; 4 – 7.075.  $\text{Re}\epsilon_a = 0.15$ ,  $d = 50\sigma$ ,  $\lambda = \sigma \sqrt{\epsilon_2}$ . г)  $\text{Re}\epsilon_a$ : 1–0.025; 2–0.125; 3–0.325; 4–0.625.  $\text{Re}\epsilon_1 = 2.25$ ,  $d = 50\sigma$ ,  $\text{Im}\epsilon_a = \text{Im}\epsilon_m$ ,  $\lambda = \sigma \sqrt{\epsilon_2}$ .

Отметим, что аналогичная ситуация имеет место в оптике спиральных периодических сред с громадной анизотропией [6,7]. Подобная ситуация наблюдается также при наклонном падении света на планарный слой СПС. Так, в [8] экспериментально изучено аномальное прохождение (эффект Бормана) при наклонном падении света на планарный слой ХЖК и показано, что эффект не наблюдается при углах падения, больших  $19^\circ$ . В [9] показано, что это связано с изменением собственных поляризаций от угла падения (собственные поляризации изменяются, начиная с ортогональ-

ных, квазикруговых поляризаций при нормальном падении до ортогональных квазилинейных поляризаций при углах падения, близких к  $90^\circ$ ).

3. Уменьшение  $\text{Re}\epsilon_m$  увеличивает  $\delta$  и, следовательно, параметры соответствующих механизмов дифракции и поглощения.

6. В работе [5] выявлен эффект уменьшения поглощения излучения при увеличении среднего поглощения излучения  $Q$  при увеличении среднего поглощения  $\text{Im}\epsilon_m$ , однако не приводится его физический механизм. На рис. 3 представлена зависимость поглощения излучения  $Q$  от параметра  $\ln(\text{Im}\epsilon_m)$  на длине волны, соответствующей первому минимуму дифракционного отражения при различных толщинах слоя.

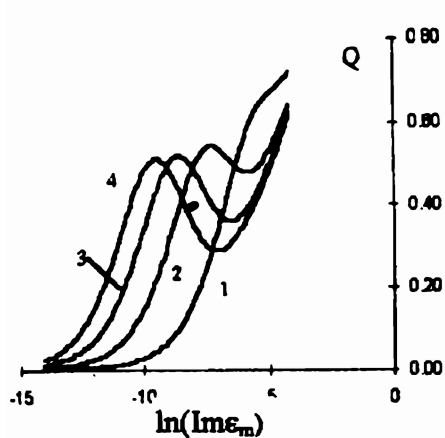


Рис. 3. Зависимость поглощения излучения  $Q$  от  $\ln(\text{Im}\epsilon_m)$  (при  $\text{Im}\epsilon_s=0$ ) на длине волны, соответствующей первому минимуму дифракционного отражения при различных толщинах слоя среды: 1 –  $d=50\sigma$ ; 2 –  $d=100\sigma$ ; 3 –  $d=150\sigma$ ; 4 –  $d=200\sigma$ .  $\text{Im}\epsilon_s=0$ . Остальные параметры те же, что и на рис. 1а.

Как видно из рисунка, осцилляционный характер зависимости  $Q$  от параметра  $\ln(\text{Im}\epsilon_m)$  [5] наблюдается только при больших толщинах слоя. Этот эффект можно описать следующим образом. Частотная ширина осциллирующего коэффициента отражения (прохождения) уменьшается, а частота осцилляции увеличивается с увеличением параметра  $d\text{Re}\delta/\sigma$  [5]. Эта ширина уменьшается с приближением к границам ОСО. С увеличением параметра  $d\text{Re}\delta/\sigma$  слоя на границах ОСО возникают все новые осцилляции с все уменьшающейся частотной шириной. С другой стороны, наличие поглощения эквивалентно эффективному уменьшению параметра  $d\text{Re}\delta/\sigma$ . Поэтому при достаточно большой толщине слоя на границах ОСО частотная ширина этих осцилляций становится достаточно малой, так что при увеличении поглощения  $\text{Im}\epsilon_m$  минимумы коэффициента отражения

превращаются в максимумы, затем снова – в минимумы из-за эффективного уменьшения параметра  $d\text{Re}\delta/\sigma$ . Поэтому и поглощение излучения  $Q$  соответственно сначала быстро увеличивается, затем, проходя через локальный максимум, начинает уменьшаться, после чего – снова увеличивается.

Что касается вопроса о возможности экспериментального исследования ряда эффектов аномалий поглощения, то, как уже отмечено выше, они могут наблюдаться также, напр., при взаимодействии СВЧ излучения с периодически поглощающими средами. А проведение таких экспериментов вполне возможно.

В заключение отметим, что рассматриваемые в настоящей статье эффекты могут оказаться полезными для создания условий максимального поглощения излучения, а также получения пучков излучения в определенном интервале длин волн и поглощения излучения в остальных областях – посредством введения в систему поглощающей компоненты с периодическим в пространстве распределением.

Работа выполнена в рамках темы 96-895, финансируемой из государственных централизованных источников РА.

Кафедра общей физики

Поступила 05.03.1999

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вардамян Г.А., Геворгян А.А. – Кристаллография, 1997, т. 42, с. 316.
2. Вардамян Г.А., Геворгян А.А. – Изв. НАН Армении, Физика, 1997, т. 32, с. 252.
3. Вардамян Г.А., Геворгян А.А. – Кристаллография, 1997, т. 42, с. 723.
4. Геворгян А.А. – Опт. и спектр., 1999, т. 87, с. 132-138.
5. Беляков В.А., Геворгян А.А., Ерицян О.С., Шипов Н.В. – ЖТФ, 1987, т. 57, с. 1418 –1421; Кристаллография, 1988, т. 33, с. 574-578.
6. Вардамян Г.А., Геворгян А.А., Ерицян О.С. и др. – Кристаллография, 1998, т. 43, с.793-800.
7. Геворгян А.А. – ЖПС, 2000, т. 70.
8. Endo S., Kuribara T. and Akahane T. – Jpn. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, L499.
9. Yuvaraj Sah., Suresh K.A. – JOSA, A, 1994, v.11, No 2, p. 740-744.

#### Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

ՊԱՐՈՒՐԱՅԻՆ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՈՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ  
ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՆՈՄԱԼ ԿԼԱՆՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

#### Ա մ փ ո փ ո մ

Դիտարկված է լույսի անցումը և անդրադարձումը, երբ այն նորմալով ընկնում է պարուրային պարբերական միջավայրի շերտի վրա, որի առանցքը ուղղահայաց է սահմանային մակերևույթներին: Ուսումնասիրված է միջավայրի տարբեր պարամետրերի (շերտի հաստության, դիելեկտիկ թափանցելիության միջին արժեքի և դիելեկտրիկ անիզոտրոպիայի իրական ու կեղծ մասերի) փոփոխությունների ազդեցությունը նախկինում հայտնաբերված երևույթների վրա: Ուսումնասիրվել են դիֆրակցիոն անդրադարձման տիրույթի եզրի մոտ ճառագայթի անոմալ կլամման էֆեկտի առանձնահատկությունները: Քննարկված են հայտնաբերված օրինաչափությունների ֆիզիկական մեխանիզմները: