

ходный. Реализация того или иного режима зависит от соотношения между длительностью импульса накачки τ_p , временем пробега света через среду L/c и длительностью переднего фронта импульса накачки $\Delta\tau_p$. А именно

$\tau_p \gg L/c, \quad \Delta\tau_p \gg L/c$ — квазистатический режим,

$\tau_p \geq L/c, \quad \Delta\tau_p \ll L/c$ — пиковый режим,

$\tau_p \gg L/c, \quad \Delta\tau_p \ll L/c$ — переходный режим.

Существование квазистатического режима объясняет экспериментальные данные, полученные в [1, 2]. Характеристики пикового режима соответствуют найденным в [7]. Время установления стационарного режима ОВКР определяется формулой (11).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Апанасевич П. А., Гахович Д. Е., Грабчиков А. С. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. 53, № 6. С. 1031. [2] Апанасевич П. А., Дьяков Ю. Е., Котаев Г. Г. и др. Препринт № 600 ИФ АН БССР. Минск, 1990. [3] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A. // Phys. Rev. Lett. 1966. 17, N 26. P. 1275. [4] Culver W. H., Vanderslice J. T. A., Townsend V. W. T. // Appl. Phys. Lett. 1968. 12. P. 189. [5] Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A. // Phys. Rev. 1969. 177. P. 580. [6] Драбович К. Н. // Журн. прикл. спект. 1970. 12. С. 411. [7] Johnson R. V., Marburger J. H. // Phys. Rev. 1971. A4. P. 1175. [8] Kasher G. I., Lowdermilk W. H. // Phys. Rev. 1977. A16. P. 1657. [9] Murray J. R., Goldhar J., Eimerl D., Szöke A. // IEEE J. Quant. Electron. 1979. 15. P. 342. [10] Бузялис Р. Р., Гидраускас В. В., Дементьев А. С. и др. // Квант. электроника. 1987. 14, № 11. С. 2266. [11] Бородин В. Г., Горбунов В. А., Гулидов С. С. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. 53, № 8. С. 1467. [12] Семинов В. Н. Дипломная работа. М. (Физ. ф-т МГУ). 1972. [13] Kasher G. I., Lowdermilk W. H. // Phys. Rev. 1976. A14. P. 1472. [14] Горбунов В. А. // Квант. электроника. 1982. 9, № 1. С. 152. [15] Горбунов В. А. // Опт. и спект. 1983. 55, № 6. С. 985. [16] Горбунов В. А. // Квант. электроника. 1984. 11, № 8. С. 1581. [17] Горбунов В. А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л. (ГОИ), 1984. [18] Численный анализ на Фортране. Стандартные программы и численные решения задач волновой физики / Под ред. Н. С. Бахвалова, Я. М. Жилейкина. М. (МГУ), 1986. [19] Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю. // Квант. электроника. 1982. 9, № 6. С. 1258.

Поступила в редакцию
08.05.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 1

УДК 535.317.2

ОПТИМИЗИРУЮЩИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ПОКРЫТИЯ В УСТРОЙСТВАХ АДАПТИВНОЙ РАДИООПТИКИ

И. Н. Сисакян, А. В. Тихонравов, А. Б. Шварцбург, А. В. Шепелев,
В. Г. Якушкина

(кафедра математики)

Проведен количественный расчет оптимизирующих покрытий, основанный на анализе полевых зависимостей оптических свойств полупроводниковых материалов в дальнем ИК-диапазоне. Проведены вычисления амплитудно-фазовых характеристик устройств адаптивной радиооптики, показано, что оптимизирующие интерференционные покрытия дают возможность существенного (в 3—4 раза) увеличения динамического диапазона устройств амплитудной модуляции.

1. Разработанные в последнее время быстродействующие устройства управления излучением, основанные на полевом разогреве свободных носителей полупроводников, предназначены для управления по-

токами излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазона [1—3]. Высокое быстродействие, а также возможность управления амплитудой и фазой волны обуславливают применение таких устройств для решения актуальных задач в области оптики и лазерной физики в дальнем ИК-диапазоне. В работе [4] впервые отмечена принципиальная возможность оптимизации элементов устройств адаптивной радиооптики с помощью специальных интерференционных покрытий.

2. В миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне оптические свойства полупроводников определяются в основном взаимодействием излучения с газом свободных носителей. Действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости записываются в виде [5]

$$\epsilon_1 = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2 + \tau^{-2}} \right), \quad \epsilon_2 = \frac{\epsilon_\infty \omega_{p1}^2}{(\tau \omega^3 + \tau^{-2})}, \quad (1)$$

где ω_{p1} — плазменная частота, ω — частота волны, τ — время релаксации импульса. В рассматриваемом диапазоне (100 мкм — 3 мм) частота оптического фонона много больше, чем ω и ω_{p1} , поэтому ϵ_∞ имеет смысл статической диэлектрической проницаемости. Время релаксации импульса τ определяется взаимодействием с нерегулярностями решетки и зависит от температуры решетки T и температуры носителей T_e . Зависимость τ от указанных параметров описывается соотношениями [3]

$$\tau^{-1} = \sum_n \tau_n^{-1}, \quad \tau_n = A_n T_e^{p_n} (T_e/T)^{q_n}. \quad (2)$$

Для низких температур и невырожденной полупроводниковой плазмы основным механизмом является рассеяние на ионизированных примесях. В этом случае $p=q=3/2$ [3].

Зависимость отношения T_e/T от внешнего поля может быть достаточно хорошо оценена формулой

$$T_e/T = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 E}{c_s} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (3)$$

где μ_0 — начальное значение подвижности, c_s — скорость звука. Как показано в [6], в случае теплых электронов, т. е. при напряженности поля, заметно меньшей $c_{\mu_0}^{-1}$, данное выражение достаточно хорошо описывает разогрев носителей при почти упругом рассеянии на заряженных центрах и диссипации энергии за счет взаимодействия с акустическими фононами. Таким образом, совместный учет (1)—(3) позволяет оценить зависимость диэлектрической проницаемости от внешнего поля. Значения амплитудного коэффициента отражения и фазового сдвига определяются по обычным формулам Френеля с учетом отличной от нуля величины ϵ_2 . Следует отметить, что величина коэффициента отражения особенно сильно изменяется в диапазоне $\omega_{p1}/\omega \sim 1$, соответствующем плазменному резонансу (рис. 1).

3. Общий амплитудный коэффициент отражения полупроводникового элемента с нанесенным на его поверхность интерференционным покрытием можно записать в виде [7]

$$r(E) = \exp\{2i\varphi\} [r_1(E) - r_2^*] / [1 - r_2 r_1(E)],$$

где $r_1(E)$ — амплитудный коэффициент отражения от полупроводника, r_2 — амплитудный коэффициент отражения от многослойной си-

стемы, * — знак комплексного сопряжения, φ — фазовый сдвиг при прохождении многослойного покрытия.

Для того чтобы при отсутствии внешнего электрического поля общий коэффициент отражения был равен нулю, должно, очевидно, выполняться условие

$$r_2 = r_1^* |_{E=0}, \quad (4)$$

которое означает, что наносимое на полупроводник покрытие, согласующее его поверхность с внешней средой при отсутствии поля, должно иметь коэффициент отражения, по модулю совпадающий с коэффициентом отражения от полупроводника, но имеющий противоположный по знаку фазовый множитель.

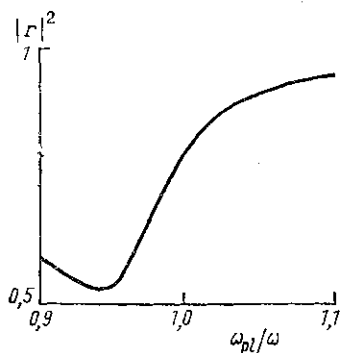


Рис. 1. Зависимость энергетического коэффициента отражения от отношения ω_{pl}/ω

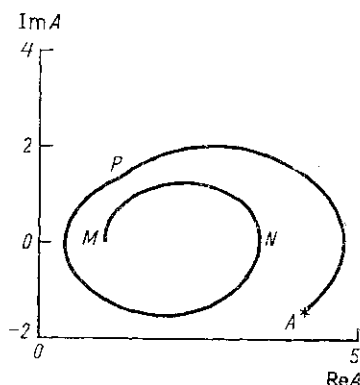


Рис. 2. Фазовая траектория адмитанса: М — начальное, А — конечное значение адмитанса, определяемое условием (5)

В работе [8] было показано, что задача синтеза покрытия с заданным амплитудным коэффициентом отражения всегда разрешима при естественном физическом ограничении $|r_2| < 1$. Более того, эта задача имеет бесчисленное множество решений, поэтому может быть поставлен вопрос о выборе среди всех возможных решений оптимального по ряду параметров покрытия. Пусть это покрытие будет минимально по числу слоев. Пусть, кроме того, возможно большее число слоев покрытия будут иметь оптическую толщину, кратную $\lambda/4$, где λ — та длина волны, на которой надо получить требуемый коэффициент отражения (данное условие диктуется технологическими требованиями).

Для построения метода синтеза оптимизирующего покрытия удобно использовать понятие адмитанса (адмитанс A — отношение амплитуд магнитного и электрического поля) и геометрическую интерпретацию решения уравнений на фазовой плоскости адмитанса.

Пусть многослойное покрытие нанесено на полупроводник с комплексным показателем преломления $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 + i\varepsilon_2}$. Показатель преломления внешней среды обозначим n_0 . Ось координат z перпендикулярна слоистой системе и направлена от подложки (полупроводника) к внешней среде. Координату раздела слоистой среды с подложкой примем за 0, а координату ее границы с внешней средой — за Z . Слоистую среду будем считать непоглощающей; показатели преломления слоев принимают два значения: n_1 и n_2 . Для сокращения выкладок

рассмотрим нормальное падение электромагнитной волны на систему. Очевидно, что рассуждения можно распространить и на случай наклонного падения.

Амплитудный коэффициент отражения покрытия $r(Z)$ и адмитанс на границе с внешней средой $A(Z)$ (входной адмитанс) связаны однозначной зависимостью

$$A(Z) = n_0 [1 - r(Z)] / [1 + r(Z)], \quad (5)$$

поэтому задача получения требуемого амплитудного коэффициента отражения, в частности удовлетворяющего условию (4), эквивалентна задаче получения соответствующего адмитанса.

Выражение для адмитанса A в слое с постоянным показателем преломления n имеет вид [8]

$$A(z) = [n + i\tilde{A}\xi] / [i\xi + \tilde{A}/n],$$

где $\xi = -\operatorname{ctg}(kn(z - \hat{z}))$, $\hat{z}$ — координата левой границы слоя, $\tilde{A} = \tilde{A}(\hat{z})$, k — волновое число падающей волны. Адмитанс является комплексной величиной и может быть представлен точкой на фазовой плоскости адмитанса. Траектория движения $A(z)$ в фазовой плоскости адмитанса — окружность с центром $(\xi, 0)$ и радиусом R , где

$$\xi = \frac{|\tilde{A}|^2 + n^2}{2 \operatorname{Re} \tilde{A}}, \quad R = \frac{|\tilde{A}^2 - n^2|}{2 \operatorname{Re} \tilde{A}}.$$

Параметры окружности (координата центра ξ и радиус R), по которой происходит движение адмитанса, полностью определяются показателем преломления слоя n и значением адмитанса на левой границе слоя. При переходе к слою с другим показателем преломления траектория адмитанса переходит на новую окружность с другими параметрами. Так как интерференционное покрытие составляют слои с показателями преломления n_1 и n_2 , имеются два семейства окружностей на фазовой плоскости адмитанса, соответствующих этим показателям преломления, причем каждое из них целиком заполняет всю правую полуплоскость. При этом окружность одного семейства пересекается с бесчисленным множеством окружностей другого семейства. Таким образом, имеется возможность, двигаясь по траекториям, состоящим из дуг окружностей обоих семейств, достичь точки A , соответствующей любому наперед заданному входному адмитансу, удовлетворяющему условию физической реализуемости $\operatorname{Re} A > 0$. Несложно заметить, что траектория, оканчивающаяся в точке $A(z)$, может быть взята соответствующей случаю, когда все слои интерференционного покрытия, кроме двух последних, имеют оптические толщины $\lambda/4$, а толщины оставшихся слоев подлежат определению.

На рис. 2 приведен пример траектории адмитанса при расчете конкретного согласующего покрытия. Данное покрытие состоит из трех слоев. Дуга MN соответствует четвертьволновому слою с показателем преломления n_1 . В точке N происходит переход к слою с показателем преломления n_2 , дуга NP соответствует второму слою, а дуга PA — третьему слою, который имеет тот же показатель преломления, что и первый. Оптические толщины внешних слоев равны 2,08 и 0,56 в долях $\lambda/4$.

4. Изложенная выше методика была применена для расчета оптимизирующих покрытий полупроводников, полевые зависимости оптических свойств которых описываются соотношениями (1) — (3). Считалось, что начальное значение подвижности полупроводника (т. е. по-

движность при нулевом внешнем поле и равенстве температур решетки и электронной подсистемы) равна $8000 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, газ фононов в значительной степени выморожен (доминирует рассеяние на ионизированных примесях) и имеет место плазменный резонанс ($\omega = \omega_{\text{pl}}$). Типичные полые зависимости коэффициентов отражения приведены на рис. 3, а, в. При всех значениях угла падения наблюдается значитель-

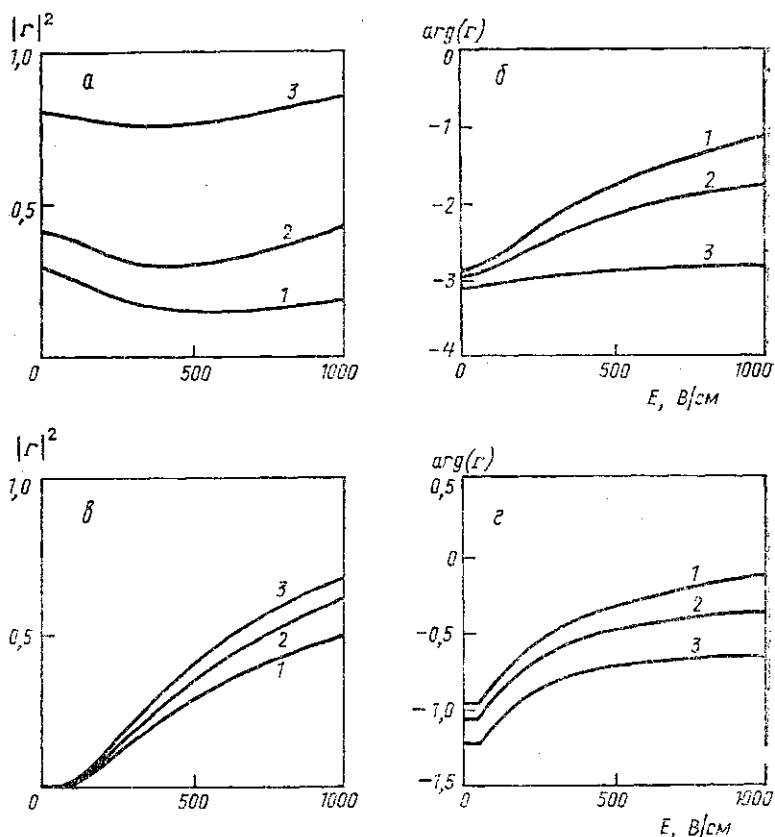


Рис. 3. Энергетический коэффициент отражения (а, в) и фаза отраженной волны (б, г) в зависимости от напряженности внешнего поля для управляющих элементов без покрытия (а, б) и с оптимизирующим покрытием (в, г): угол падения равен 0 (1), 45° (2) и 80° (3)

ное, в несколько раз, увеличение диапазона изменения коэффициента отражения при наличии оптимизирующего покрытия, причем диапазон изменения монотонно увеличивается с увеличением угла падения. Необходимо отметить, что каждому значению угла падения соответствует свое, строго определенное оптимизирующее покрытие.

В зависимости от напряженности поля весьма существенно, более чем на два радиана, изменяется фаза отраженной электромагнитной волны (рис. 3, б, г). Это обстоятельство может быть использовано для осуществления фазовой модуляции в дальнем ИК- и субмиллиметровом диапазоне, а также, как отмечалось ранее [1], в системах сканирования и адаптивной фокусировки.

При линейном изменении фазы вдоль поверхности управляющего элемента угол поворота θ отраженной волны относительно направления зеркального отражения определяется очевидным соотношением

$$\theta = \frac{\Delta\varphi}{kl},$$

где $\Delta\varphi$ — полный набег фазы вдоль поверхности, l — характерный размер управляющего элемента, k — волновое число электромагнитной волны. Для $\lambda=0,4$ мм, $l=3$ мм и при $\Delta\varphi=2,2$ рад (что соответствует рис. 3, б) величина θ составляет порядка 3° . Такая величина угла сканирования на одном элементе является приемлемой для решения ряда практических задач точной локации.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Сисакян И. Н., Шварцбург А. Б. // УФН. 1988. 153, № 1. С. 153.
 [2] Антонюк А. Д., Дьяченко А. Г., Екжанов Р. И. и др. // ДАН СССР. 1989. 307, № 1. С. 92. [3] Андрушин Е. А., Екжанов Р. И., Сисакян И. Н. и др. // Квант. электроника. 1990. 17, № 2. С. 247. [4] Sysakyan I. N., Tikhonravov A. V., Shvartsburg A. B., Shepelev A. V. // Electro-Optic Materials / Ed. H. Damman. SPIE. 1990. Vol. 1274. P. 115. [5] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977. [6] Sodha M. S. // Phys. Rev. 1957. 105. P. 1203. [7] Кард П. Г. Анализ и синтез многослойных интерференционных фильтров. Таллинн, 1971. [8] Тихонравов А. В. // Компьютерная оптика. М.: МЦНТИ. 1990. Вып. 7. С. 33.

Поступила в редакцию
27.06.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 1

АСТРОНОМИЯ

УДК 524.7

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ И БАРИОСИНТЕЗ

М. В. Сажин, Я. А. Чечина

(ГАИШ)

Анализируются проявления стадий доминирования пыли, которые могут быть в ранней Вселенной. Одна из возможных причин таких стадий — бариосинтез при температурах $T=10^{15}$ ГэВ. Вычислены искажения в спектре гравитационного волнового фона, вызванные стадией бариосинтеза.

Введение

Инфляционные модели [1—3] сейчас являются общепринятыми для описания начальных стадий эволюции Вселенной [4]. Они хорошо объясняют проблемы классической космологии Фридмана и дают возможность получать обильную информацию о ранних стадиях. В частности, простые предсказания об амплитуде начальных возмущений и сравнение амплитуды с наблюдениями позволяют находить нетривиальные ограничения на космологические параметры и параметры некоторых теорий элементарных частиц [5—7].

Однако нельзя сказать, что решены все проблемы. Одна из важнейших нерешенных проблем в космологии ранних стадий — образование барионного избытка. Этому посвящены многочисленные статьи