

06.3
©1993

КВАНТОВАНИЕ ПЛОЩАДИ ВИДЕОИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ТОНКУЮ ПЛЕНКУ ПОЛУПРОВОДНИКА СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ

Э. Ванас

Разработка методов генерации [1] и детектирования [2] мощных видеоимпульсов (ВИ) электромагнитного поля пикосекундной и субпикосекундной длительности стимулирует интерес к теории взаимодействия таких ВИ с поверхностями и тонкими пленками. В ряде работ [3-6] исследовалось прохождение однополярных и биполярных ВИ пикосекундной длительности через тонкую пленку полупроводника со сверхрешеткой (СР). Показано, что в когерентном режиме прохождения (с длительностью ВИ t_p предполагается малой по сравнению с временем релаксации импульса электронов в мини-зоне проводимости полупроводника с СР) возможна компрессия прошедших ВИ [4] и эффективная генерация нечетных гармоник электромагнитного поля [5]. В другом предельном случае, соответствующем некогерентному взаимодействию, показана возможность реализации собственной электромагнитной бистабильности [6]. В настоящей работе рассматривается когерентный режим прохождения однополярных ВИ через тонкую пленку полупроводника с СР и сообщается о квантовании площади прошедших ВИ.

Пусть на границе раздела двух линейных диэлектрических сред в плоскости $x = 0$ расположена тонкая пленка полупроводника со СР. Толщина пленки i считается много меньше длины волны излучения. Диэлектрические среды, окружающие пленку, характеризуются проницаемостями ϵ_1 при $x < 0$ и ϵ_2 при $x > 0$. Следуя работе [4], рассмотрим случай, когда на границу раздела со стороны $x < 0$ падает ВИ ТЕ-типа: $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$ и $\mathbf{H} = (H_x, 0, H_z)$. Отраженный ВИ уходит обратно в область $x < 0$, а прошедший ВИ распространяется в область $x > 0$. Вне пленки ($x \neq 0$), электрическое \mathbf{E} и магнитное \mathbf{H} поле определяется уравнениями Максвелла, а при $x = 0$ — условиями непрерывности. Граничные условия при $x = 0$ позволяют найти связь между безразмерными амплитудами падающей $q_{in}(\tau)$ и прошедшей $q_{tr}(\tau)$ волн [4]:

$$q_{tr}(\tau) = R(\theta)q_{in}(\tau) - k(\theta) \sin \left(\int_{-\infty}^{\tau} q_{tr}(\tau') d\tau' \right), \quad (1)$$

где $\tau = t/t_p$, $q_{in}(\tau) = edE_{in}(t)t_p/\hbar$, $q_{tr}(\tau) = edE_{tr}(t)t_p/\hbar$, d — период сверхрешетки имеющей ось вдоль Oy , e — заряда электрона,

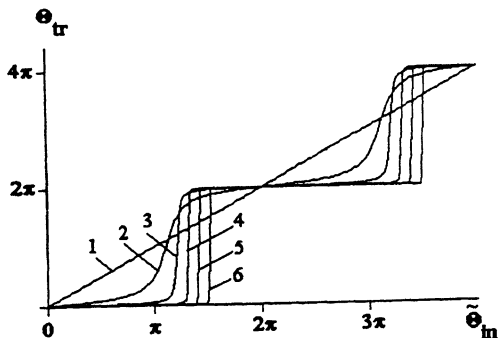


Рис. 1. Зависимость площади Θ_{tr} прошедшего ВИ от нормированной площади $\tilde{\Theta}_{in}$ падающего ВИ при значениях параметра нелинейности $k(\theta)$: 1 - $k(\theta) = 0$, 2 - $k(\theta) = 0.1$, 3 - $k(\theta) = 0.2$, 4 - $k(\theta) = 0.3$, 5 - $k(\theta) = 0.4$, 6 - $k(\theta) = 0.5$.

$R(\theta)$ — френелевский коэффициент преломления и $k(\theta)$ — параметр нелинейности. Для волны ТЕ-типа:

$$R(\theta) = 2 \cos \theta / \left[\cos^2 \theta + (\cos^2 \theta + \Delta^2)^{1/2} \right], \quad (2)$$

$$k(\theta) = \left(t_p \omega_{pl}^2 i / \varepsilon_1^{1/2} c \right) / \left[\cos \theta + (\cos^2 \theta + \Delta^2)^{1/2} \right], \quad (3)$$

где θ — угол падения, ω_{pl} — плазменная частота электронов в мини-зоне проводимости [7], $\Delta^2 = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) / \varepsilon_1$ и $\varepsilon_1 \leq \varepsilon_2$.

Рассмотрим поведение площади Θ_{tr} прошедшего ВИ в зависимости от нормированной площади $\tilde{\Theta}_{in} = R(\theta)\Theta_{in}$ падающего ВИ и параметра нелинейности $k(\theta)$ ($\Theta = \int q(\tau) d\tau$). При выполнении расчетов полагалось, что падающий ВИ имеет временную форму $q_{in}(\tau) = q_0 \operatorname{sech} \tau$.

На рис. 1 представлена зависимость площади Θ_{tr} прошедшего ВИ от нормированной площади $\tilde{\Theta}_{in}$ падающего ВИ в случае, когда $0 \leq k(\theta) \leq 0.5$. Из рисунка видно, что при $0 < k(\theta) \leq 0.1$ площадь Θ_{tr} прошедшего ВИ периодически осциллирует вокруг прямой $\Theta_{tr} = \tilde{\Theta}_{in}$. При этом период осцилляций равен 2π . С ростом параметра нелинейности в области $0.1 < k(\theta) < 0.4$, осцилляции площади прошедшего ВИ начинают приобретать вид достаточно резких ступенек. Численный анализ показал, что при $k(\theta) \geq 0.4$ происходит скачкообразное изменение (квантование) площади прошедшего ВИ. Пороговые значения нормированной площади $\tilde{\Theta}_{in,m}$ падающего ВИ, при которых площадь Θ_{tr} прошедшего ВИ меняется на 2π , линейно зависят от $k(\theta)$ и могут быть определены по эмпирической формуле

$$\tilde{\Theta}_{in,m} = [2m - 1 + k(\theta)] \pi, \quad (4)$$

где m — номер квантовой ступеньки ($m = 1, 2, 3, \dots$).

Рис. 2 иллюстрирует динамику прохождения однополярных ВИ sech -формы через тонкую нелинейную пленку в случае, когда $k(\theta) = 0.5$. Мы видим, что при $\tilde{\Theta}_{in} < 1.5\pi$ прошедший ВИ

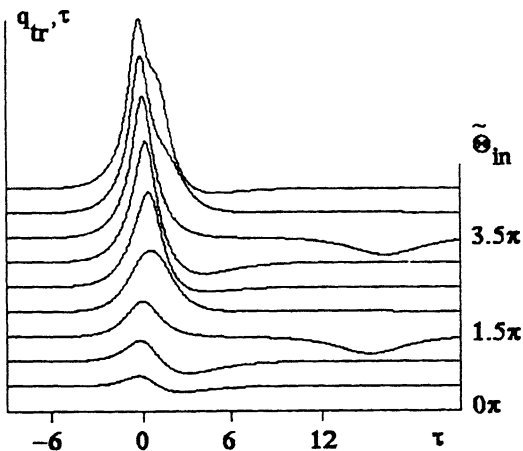


Рис. 2. Зависимость формы прошедшего ВИ $q_{tr}(\tau)$ от нормированной площади $\tilde{\Theta}_{in}$ падающего ВИ, когда $k(\Theta) = 0.5$.

является двухполярным и имеет нулевую площадь. Интересным результатом является то, что при $\tilde{\Theta}_{in} \approx \tilde{\Theta}_{in,m}$ вслед за френелевской частью прошедшего ВИ формируется сильно задержанный добавочный ВИ. Физическая природа формирования добавочного ВИ может быть интерпретирована следующим образом. Под действием падающего ВИ все электроны из нижних уровней мини-зоны проводимости полупроводника переходят в верхние уровни мини-зоны. Но это состояние среды неустойчиво, и задний фронт френелевской части ВИ стимулирует распад этого состояния. Переход электронов в нижние уровни мини-зоны проводимости сопровождается лавинообразным ростом напряженности поля электромагнитной волны — формируется добавочный ВИ. Кроме того, при переходе через точки $\tilde{\Theta}_{in} = \tilde{\Theta}_{in,m}$ фаза добавочного ВИ скачкообразно меняется на π . Следовательно, квантование площади прошедших ВИ (см. рис. 1) происходит из-за нелинейной интерференции поля падающего ВИ и поля, излучаемого тонкой пленкой.

Таким образом, показана возможность квантования площади видеоимпульсов электромагнитного поля при прохождении через тонкую пленку полупроводника с СР. Аналогичное квантование площади ВИ наблюдается и в случае инвертированной заселенности уровней в мини-зоне проводимости полупроводника с СР. Следует отметить, что рассмотренное в данной работе соответствие между площадью прошедшего и падающего ВИ является аналогом “теоремы площадей” Мак-Колла и Хана [8,9].

В заключение сделаем оценки. Как мы видели, квантование площади прошедших ВИ имеет место в том случае, когда $k(\theta) \geq 0.4$ и $\tilde{\Theta}_{in} \geq 1.4\pi$. Если $d = 100 \text{ \AA}$, $\omega_{pl} = 10^{13} \text{ c}^{-1}$, что типично для полупроводников с СР, и $i = 8 \mu\text{m}$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 10$, $t_p = 10^{-12} \text{ c}$, то условие $k(\theta) \geq 0.4$ выполняется при $\theta \geq 0^\circ$. При этом напряжен-

ность электрического поля падающего однополярного ВИ должна быть порядка $E_0 \geq 4.4$ кВ/см.

Список литературы

- [1] *Xu L., Zhang X.-C., Auston D.H.* // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. N 15. P. 1784-1786.
- [2] *Sha W., Norris T.B., Burm J.W., Woodard D., Schaff W.J.* // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. N 15. P. 1763-1765.
- [3] *Глуценко А.Г.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 4. С. 7-9.
- [4] *Ванагас Э.* // Литовский физический сборник. 1992. Т. 32. Вып. 5. С. 634-646.
- [5] *Ванагас Э.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 6. С. 6-10.
- [6] *Ванагас Э.* // Литовский физический сборник. 1992. Т. 32. Вып. 5. С. 719-722.
- [7] *Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетерев А.П.* Высоочастотные свойства полупроводников с сверхрешетками. М.: Наука, 1989.
- [8] *Аллен Л., Эберли Дж.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978.
- [9] *Затаров С.М., Манькин Э.А.* // Поверхность. 1989. Вып. 7. С. 68-70.

Вильнюсский университет

Поступило в Редакцию
29 апреля 1993 г.
