

ПОДАВЛЕНИЕ ФАЗОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СРЕДЫ ПИКОСЕКУНДНОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

Э.М.Беленов, П.П.Васильев

Обнаружено разбиение на субимпульсы огибающей пикосекундного импульса, излучаемого инжекционным лазером с модулируемой добротностью в режиме генерации "сильного поля". Наблюдаемый эффект объясняется подавлением сильным полем импульса внутризонной релаксации в GaAs и проявлением когерентного взаимодействия электромагнитного поля с полупроводником.

1. Генерация света в режиме когерентного излучения среды (в своем чистом проявлении — это когерентное излучение ансамбля частиц со временем родольной T_1 и поперечной T_2 релаксации равным бесконечности, причем вектор поляризации P -частиц меняется по закону $P \sim \sin(\mu/\hbar) \int E dt$, где μ и E — дипольный момент и амплитуда напряженности светового поля) до сих пор, насколько нам известно, не была осуществлена. Это обстоятельство связано со значительными трудностями выполнения одновременно условий для импульсной генерации частиц и требования, чтобы длительность импульса τ была мала по сравнению с T_2 . Например, в полупроводниках T_2 составляет $\sim 10^{-13}$ с при 300 К. Формирование T_2 в полупроводнике происходит за счет нескольких факторов (электрон-фононное, электрон-электронное и др. взаимодействия), каждый из которых характеризуется своим временем τ_c , вызывающим уширение линии.

Из теории релаксации квантовых систем в резонансном электромагнитном поле известно, что в каждом элементарном акте релаксационного столкновения участвуют и фотоны поля, причем степень их участия определяется соотношением времен τ_c и $\Omega^{-1} = (\mu E/\hbar)^{-1}$ — периода Раби. В сильном поле, когда $\Omega > \tau_c^{-1}$, соответствующий канал релаксации подавляется. Время T_2 таким образом становится функцией $E^{1/2}$, причем функцией возрастающей. И если в слабых полях условие когерентности взаимодействия поля с частицами $\tau \ll T_2(E)$ не выполнено, оно может оказаться выполненным в сильных полях.

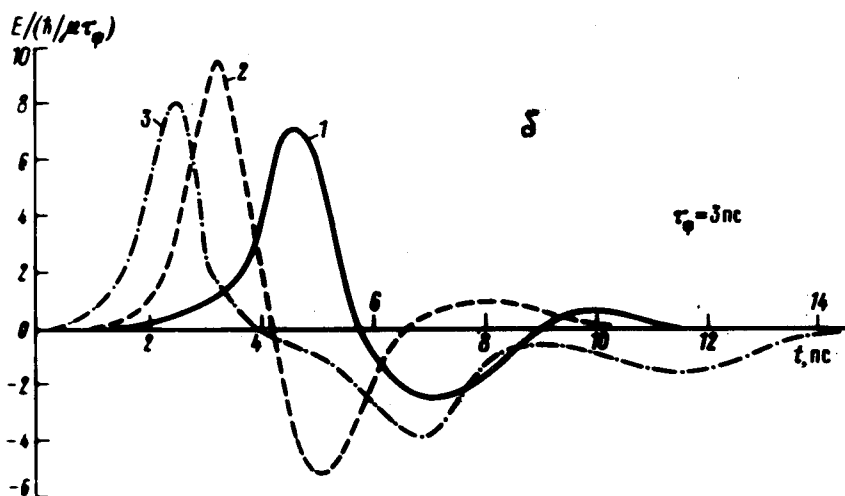
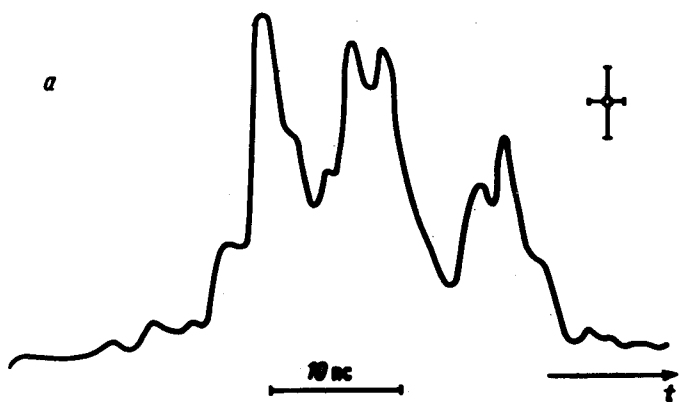
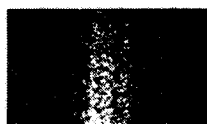
2. Эксперимент выполнен на инжекционном лазере (GaAs/AlGaAs, $\lambda = 850$ нм) с модифицированным режимом модуляции добротности⁴. Особенности динамики изменения инверсной населенности лазера в данном методе, связанные с электрическим полем, дополнительно введенным в лазер, позволяют накопить в усиливающих областях лазера перед включением добротности инверсию в $\eta = 7 - 10$ раз, превосходящую пороговое значение при просветленном поглотителе ($\eta = 1$). Экспериментально измеренные величины составляют: $\tau = 5 \pm 2$ пс, $\Omega = 10^{13}$ рад/с (при $\mu = 2 \cdot 10^{-17}$ ед. СТЭС для GaAs), плотность потока мощности на выходе из лазера не менее $4 \cdot 10^8$ Вт/см². Поэтому, в отличие от других пикосекундных инжекционных лазеров в используемом лазере мы имеем случай сильного поля $\Omega \tau_c \gg 1$ при достаточно малом значении τ . Поэтому можно ожидать проявления когерентности взаимодействия импульсов с активной средой лазера, несмотря на то, что $T_2(0) \ll \tau$.

На рисунке представлена экспериментально полученная форма огибающей пикосекундного импульса, демонстрирующая разбиение моноимпульса на три субимпульса (подробное описание измерений длительности см. в⁴). Лазер излучает импульсы с гладкой, гауссоподоб-

¹) Впервые влияние поля на времена релаксации рассмотрено в¹ применительно к ядерному магнитному резонансу, в оптике газов эффект предсказан в², в полупроводниках в³.

ной огибающей практически во всех случаях, а разбиение на субимпульсы (2, 3 и т. д., экспериментально наблюдалось до 4) наблюдается лишь тогда, когда удается достичь максимального значения η -превышения начальной инверсии над пороговой, значения около 8 – 10.

Появление нескольких импульсов вместо одного не связано с многократными отражениями одного и того же импульса от граней лазерного диода, поскольку расстояние между ними меняется при изменении уровня возбуждения лазера, а время двукратного обхода света резонатора лазера фиксировано и равно 15 ± 1 пс при длине лазера 490 мкм. К сожалению, в настоящее время практически отсутствуют надежные экспериментальные методы для определения изменения знака огибающей напряженности поля пикосекундных импульсов. Поэтому,



a - Экспериментально полученная форма огибающей пикосекундных импульсов в лазере при $\eta \approx 8 - 10$;
б - вычисленные огибающие импульсов при однородной ширине линии и $\eta = 6$ (1) и $\eta = 9$ (2) и неоднородной ширине линии ($T_2^{\text{одн}} = 1,5$ пс, $T_2^{\text{неодн}} = 0,1$ пс) и $\eta = 16$

неизвестно меняет ли на рисунке *a* знак огибающая поля или нет. Регистрация изменения знака была бы наиболее убедительным доказательством когерентности взаимодействия поля и среды. Из-за соизмеримости длительности импульсов, расстояния между ними и временного разрешения используемой электронно-оптической камеры "Агат" (2 пс), а также способа получения в ней изображения исследуемого оптического процесса, импульсы на рисунке *a* могут не разрешаться до конца.

3. Теоретическое рассмотрение генерации лазера с модулированной добротностью и параметрами используемого инжекционного лазера показывает, что если T_2 принять не зависящим от E и равным $T_2(0) \approx 10^{-13}$ с, т. е. $\ll \tau_\phi$ — времени жизни фотонов в резонаторе лазера ($\approx 3 - 4$ пс), то в масштабах времени $3 \cdot 10^{-11}$ с излучение лазера моноимпульсно, и результат известных решений скоростных уравнений лазера дает колоколообразную форму огибающей поля с длительностью $(2 - 3) \tau_\phi$. В случае, если наоборот, положить, что T_2 есть монотонно возрастающая функция E с $T_2(0) = 10^{-13}$ с, то амплитуда поля будет осциллирующей функцией времени.

На рисунке *b* показаны расчетные формы огибающих пикосекундных импульсов для лазера с модуляцией добротности и параметрами инжекционного лазера: $\tau_\phi = 3$ пс, $T_2(0) = 10^{-13}$ с, $T_2(\infty) = 2$ пс $< \tau_\phi$, при различных η (решались уравнения аналогичные ⁶). Для всех инжекционных лазеров за исключением описанного в ⁴ и используемого нами, η чуть больше 1. Расчет показывает, а эксперимент подтверждает, что при $\eta \lesssim 2 - 4$ импульсы и в этом случае имеют гладкую форму (кривая *1* на рисунке *b*), а при больших η возникают осцилляции огибающей поля. Длительность каждого субимпульса в этом когерентном режиме генерации составляет $(0,8 - 1,2) \tau_\phi$. Учет неоднородности линии (что существенно в полупроводниковых лазерах на временах < 1 пс) качественно не меняет форму огибающих, а лишь несколько увеличивает расстояния между осцилляциями огибающей поля. Подробное теоретическое исследование когерентного режима генерации полупроводникового лазера будет опубликовано позднее.

4. Таким образом, на наш взгляд, в инжекционном лазере с модулированной добротностью экспериментально реализуется второй случай — случай когерентного излучения пикосекундных импульсов средой генератора. Обнаружение возникновения разбиения огибающей импульсов на субимпульсы при больших η однозначно указывает на когерентное взаимодействие поля и среды лазера. С учетом того, что $T_2(0) \ll \tau \approx \tau_\phi$, этот факт говорит о подавлении сильным полем ($\Omega > \tau_c^{-1}$) фазовой релаксации внутри зон в полупроводнике. Поскольку $\tau \approx \tau_\phi$, а $\tau_\phi \sim L/c$, где L — длина лазера, то уменьшение L до 50 — 60 мкм позволит получить данным методом импульсы длительностью ~ 100 фс от инжекционных лазеров, что представляет несомненный интерес для исследования фемтосекундных явлений.

Литература

1. Redfield A.G. Phys. Rev., 1955, 98, 1797.
2. Пестов Э.Г., Раутман С.Г. ЖЭТФ, 1973, 64, 2032.
3. Елесин В.Ф. ЖЭТФ, 1975, 69, 572.
4. Васильев П.П., Голдобин И.С. КЭ, 1987, 14, 1317.
5. Прохаров А.М. РЭ, 1963, 8, 1073.
6. Беленюв Э.М., Оравеский А.Н., Шеглов В.А. ЖЭТФ, 1969, 56, 2143.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 августа 1988 г.