

- [1] Алешин А. Н., Двуреченский А. В., Ионов А. Н., Рязанцев И. А., Шлимак И. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1240—1244.
- [2] Двуреченский А. В., Дравин В. А., Якимов А. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 2. С. 401—406.
- [3] Двуреченский А. В., Якимов А. И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 1. С. 159—169.
- [4] Окунев В. Д., Самойленко Э. А. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. В. 1. С. 24—27.
- [5] Окунев В. Д., Самойленко Э. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. В. 9. С. 257—259.
- [6] Окунев В. Д., Пафомов Н. Н. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 7. С. 1302—1308.
- [7] Окунев В. Д., Пафомов Н. Н. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 497—499.
- [8] Окунев В. Д., Юров А. Т. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 3. С. 161—165.
- [9] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982. 662 с.
- [10] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [11] Efros A. L., Nguyen V. L., Shklovskii B. I. // Sol. St. Commun. 1979. V. 32. N 10. P. 851—854.
- [12] McMillan W. L. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 5. P. 2739—2743.
- [13] Sheng Ping, Klafter J. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 14. P. 2583—2586.

Донецкий

физико-технический институт
АН УССРПолучено 27.06.1990
Принято к печати 7.07.1990*ФТП, том 24, вып. 11, 1990*

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ЗАРЯЖЕННЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ

Шикина Н. И., Шикин В. Б.

Проблема установления равновесия в электронной системе полупроводника при наличии в нем заряженных дислокаций находится в удивительно неопределенном состоянии. С одной стороны, несомненны качественные особенности релаксационных явлений в пластически деформированном полупроводнике, например неэкспоненциальное (логарифмическое) поведение во времени неравновесной фотопроводимости при ее заметном (нелинейном) отклонении от равновесного значения [1], с другой стороны, абсолютное отсутствие в литературе обсуждения количественных деталей даже простейшего релаксационного эффекта — экспоненциальной асимптотики релаксации, характерной для линейной стадии различных релаксационных процессов. Особенно заметна «несовершенство» этой задачи на фоне успехов соответствующей деятельности (экспериментальной и теоретической) при изучении релаксации на точечных центрах (см., например, [2]).

По-видимому, экспериментаторов «расхолаживает» рутинность задачи об экспоненциальной релаксации. Ее существование не вызывает сомнений, а интерпретация следующего из измерений времени релаксации, в особенности предэкспоненты, определяющей сечение захвата, весьма затруднительна. В результате к настоящему времени авторам известна лишь одна достаточно подробная работа [1] о релаксации фотопроводимости в германии с небольшой плотностью дислокаций, когда соседние ридовские цилиндры не перекрываются между собой. Традиционный анализ данных [1], выполненный далее, приводит к неожиданному выводу: в области низких температур сечение захвата электронов на дислокации аномально велико (превосходит размеры образца!), чего не может быть. Обсуждение возможных причин этого парадокса приводится в данной работе.

1. Традиционным мы называем формализм, в котором релаксация коэффициента заполнения f отдельной заряженной дислокации в полупроводнике n -типа описывается уравнением [1]

$$f = 2\pi ar_0 v_T [\bar{n}(1-f) - n_E f], \quad \dot{f} = \frac{df}{dt}, \quad (1)$$

$$\bar{n} = n_d \exp\left(-\frac{V_c}{T}\right), \quad V_c \approx \frac{2e^2 f}{\varepsilon a} \ln \frac{R}{c}, \quad c = \frac{a}{f}, \quad \pi R^2 n_d = \frac{f}{a},$$

$$n_E = N_c \exp\left(-\frac{E_d}{T}\right), \quad f < 1;$$

здесь $n_c = n_d$ — плотность электронов вдали от дислокации (предполагается, что все доноры, имеющие плотность n_d , ионизированы), R — ридовский радиус, ε — диэлектрическая постоянная полупроводника, E_d — глубина дислокационного уровня, отсчитанная от дна зоны проводимости, v_T — тепловая скорость электронов, a — межатомное расстояние вдоль дислокации, r_0 — длина захвата на дислокацию, \bar{n} — локальная плотность объемных электронов на оси дислокации, T — температура, N_c — плотность электронных состояний в зоне проводимости.

В условиях малости возмущения равновесной величины f_0 , когда

$$f(t) = f_0 + \delta f(t), \quad \delta f \ll f_0, \quad (2)$$

уравнение (1), будучи линеаризованным, принимает с логарифмической точностью [в меру $\ln(R/c) \gg 1$] вид

$$\delta \dot{f} = -\frac{\delta f}{\tau_0}, \quad \tau_0^{-1} = 2\pi ar_0 v_T n_E \frac{2e^2 f_0}{\varepsilon a T} \ln \frac{R_0}{c_0}, \quad (3)$$

$$\pi R_0^2 n_d = \frac{f_0}{a}, \quad c_0 = \frac{a}{f_0},$$

где τ_0 — характерное время релаксации. Величина r_0 , вычисленная с помощью (3) и экспериментальных данных [1] о времени релаксации τ^* фотопроводимости для n -германия с заряженными дислокациями, представлена в таблице, где собраны и другие сопутствующие величины. Масштаб изменения r_0 находится в интервале $10^3 \geq r_0 \geq 10^{-8}$ см. Очевидно, амплитуда этого изменения слишком велика, чтобы соответствовать какому бы то ни было физическому содержанию r_0 из (3).

T, K	f	R, cm	γ	τ^*, c	r_0, cm	r_σ, cm
80	0.13	$2.9 \cdot 10^{-4}$	6.25	10^3	10^2	10^{-6}
100	0.12	$2.8 \cdot 10^{-4}$	5	50	0.83	$5 \cdot 10^{-7}$
125	0.11	$2.64 \cdot 10^{-4}$	4.0	10	$3 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$
170	0.09	$2.4 \cdot 10^{-4}$	2.94	$6 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$0.7 \cdot 10^{-7}$
200	0.08	$2.25 \cdot 10^{-4}$	2.5	$8 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$0.4 \cdot 10^{-7}$

Примечание. Данные для слабо деформированного n -Ge с параметрами $\varepsilon = 16$, $E_d = 0.4$ эВ ниже дна зоны проводимости, $a = 5 \cdot 10^{-8}$ см, $n_d = 5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $\sigma = 0.5 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$. Величина r_0 рассчитана с использованием равенства $\tau^* = \tau_0$, где τ^* взято из таблицы, а τ_0 — из [2], величина r_σ рассчитана с использованием равенства $\tau^* = \tau_\sigma$, где τ_σ — из [2]. Данные для $T = 80$ К взяты из [3], остальная информация относительно T , f , τ^* — из [1], $\gamma = 2e^2 f / \varepsilon a T$.

2. В уравнении (3) предполагается, что основной проблемой для объемного электрона, стремящегося «попасть» на дислокацию, является его переход из сплошного спектра на дискретный уровень. Вероятность этого процесса пропорциональна длине захвата r_0 . В действительности, однако, имеется еще одна причина, затрудняющая процесс перехода электрона из объема на дислокационный уровень. Речь идет о конечности проводимости σ ридовского цилиндра. Полагая в данном разделе, что основной причиной конечности времени релаксации является ограниченная проводимость полупроводника, напомним новое релаксационное уравнение, являющееся альтернативой уравнению (3), и затем на его основе определим соответствующее время релаксации τ_c .

а) Электронный ток в объеме ридовского цилиндра можно описывать в рамках локального (диффузионного) приближения

$$j(r) = \frac{\mu}{e} n(r) \nabla \zeta. \quad (4)$$

Здесь μ — подвижность электрона, $\zeta(r)$, $h(r)$ — локальные значения химического потенциала и электронной плотности. Определение $j(r)$ (4) справедливо вплоть до минимального расстояния r_σ , за пределами которого в области $r < r_\sigma$ диффузионное приближение (4) теряет смысл, но одновременно происходит захват электрона на дислокационный уровень. Таким образом, длина r_σ играет роль длины захвата r_0 в уравнениях (1), (3). Величина r_σ не вычисляется и остается параметром теории.

б) В окрестности $r \simeq r_\sigma$ локальные значения объемного химического потенциала $\zeta(r)$ и химического потенциала ζ_d электронов на дислокации совпадают между собой:

$$\zeta(r_\sigma) = \zeta_d, \quad \zeta_d = -E_d + V_c. \quad (5)$$

Здесь определения E_d и V_c аналогичны приведенным в (1). Требование (5) означает, что электрон, «поднявшийся» в область $r \simeq r_\sigma$, уже не имеет проблем для проникновения на дислокационный уровень. При записи химического потенциала ζ_d дислокационных электронов мы для простоты пренебрегли энтропийным вкладом, так как E_d и V_c имеют масштаб, гораздо больший температуры.

в) С целью упрощения выкладок задача полагается цилиндрически симметричной, что в общем случае неверно, так как на малых расстояниях $r \sim r_\sigma$ заметный вклад в процессы релаксационных перемещений объемных электронов вносит анизотропный деформационный потенциал.

Исходное релаксационное уравнение

$$\dot{j} = -2\pi a r_d j_\sigma, \quad (6)$$

где j_σ — объемный поток электронов на расстоянии $r = r_\sigma$ от оси цилиндра. Полагая, что характерное время τ_D установления электронного потока в ридовском цилиндре много меньше времени τ_σ дислокационной релаксации

$$\tau_\sigma \gg \tau_D, \quad \tau_D \sim R^2/D, \quad \mu = eD/T \quad (7)$$

[наличие этого неравенства проверяется версификацией после определения формулой (12) времени τ_σ], можно считать, что электронный ток $j(r)$ удовлетворяет требованию $\text{div } j = 0$, т. е.

$$j(r) = j_\sigma \frac{r_\sigma}{r}, \quad r \geq r_\sigma. \quad (8)$$

Используя далее определения $j(r)$ (4) и граничные условия (5), можно придать величине j_σ из (6) следующий смысл:

$$j_\sigma = -\frac{\mu}{er_\sigma} \frac{\zeta_\infty + E_d - V_c}{R \int_{r_\sigma}^R d\tau / (r n(r))}, \quad V_c = e\varphi(c), \quad (9)$$

$$e\varphi(r) = \frac{2e^2 f}{\varepsilon a} \left[\ln \frac{R}{r} - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \right], \quad (9a)$$

$$n(r) = \exp\left(-\frac{e\varphi}{T}\right) \left[n_d - \frac{j_\sigma r_\sigma}{D} \int_r^R \frac{d\tau}{\tau} \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right) \right], \quad (9b)$$

где ζ_∞ — значение химического потенциала за пределами ридовского цилиндра, отсчитанное от дна зоны проводимости.

Очевидно, что в равновесии с логарифмической точностью

$$\zeta_{\infty} + E_d - V_c = 0. \quad (10)$$

Это требование является определением равновесного коэффициента заполнения f_0 . Если же комбинация (10) отлична от нуля, возникает ток j_{σ} (9) и, согласно (6), становится возможным изменение f со временем.

Интеграл, фигурирующий в определении j_{σ} (9), может быть вычислен. В результате уравнение (6) с учетом (9) принимает вид

$$j = -2\pi\gamma\sigma \left(\frac{r_{\sigma}}{R}\right)^{\gamma} \left[1 - \exp\left(\frac{\delta\zeta}{T}\right)\right], \quad (11)$$

$$\delta\zeta = \zeta_{\infty} + E_d - V_c, \quad \gamma = \frac{2e^2 f}{\varepsilon a T}, \quad V_c \simeq \frac{2e^2 f}{\varepsilon a} \ln \frac{R}{c}, \quad \pi R^2 n_d = \frac{j}{a}, \quad c = \frac{a}{f},$$

$$\sigma = \frac{n_d e^2 \tau}{m^*}, \quad \mu = \frac{eD}{T} = \frac{e\tau}{m^*}.$$

Здесь τ — импульсное время релаксации при рассеянии электронов на дефектах решетки, σ — проводимость в τ -приближении, m^* — эффективная масса электрона.

Линеаризуя уравнение (11) в области $\delta\zeta < T$, имеем определение τ_{σ} , характеризующее время экспоненциальной релаксации на заряженных дислокациях за счет конечности проводимости σ :

$$\frac{1}{\tau_{\sigma}} = \frac{2\pi\sigma}{\varepsilon\Gamma} \ln \frac{R_0^2}{c_0^2}, \quad \Gamma = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{R_0}{r_{\sigma}}\right)^{\gamma} \gg 1. \quad (12)$$

Обработка данных [1] (информация о τ_{σ} для $T=80$ К взята из [3]) с использованием τ_{σ} (12) дает значения r_{σ} , приведенные в таблице. Интервал изменения r_{σ} при варьировании T находится в пределах $10^{-7} \leq r_{\sigma} < 10^{-6}$ см, что выглядит более разумно, чем соответствующий интервал изменения r_0 из (3).

В заключение отметим, что конечность проводимости ридовского цилиндра может являться одной из существенных причин, влияющих на экспоненциальное время релаксации на заряженных дислокациях. В экспериментах [1] этот канал релаксации оказывается основным.

Список литературы

- [1] Jastrebska M., Figielski T. // Phys. St. Sol. 1964. V. 7. N 2. P. K101—K104.
 [2] Абакумов В. И., Перель В. И., Ясневич И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 3—32.
 [3] Голубакин А. И., Осипьян Ю. А., Шевченко С. А. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. В. 3. С. 975—988.

Институт физики твердого тела
 АН СССР
 Черногловка

Получено 7.06.1990
 Принято к печати 26.07.1990