

ДИНАМИКА ПЕРЕХОДА СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ГРАНУЛЫ В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ В КРИОГЕННОМ ДЕТЕКТОРЕ

Н.В. Гончаров, В.В. Полянский

Исследован процесс перехода сверхпроводящей гранулы в нормальное состояние в результате рассеяния элементарной частицы на одном из атомов. Получены эффективность теплопередачи, скачок магнитного поля, время восстановления сверхпроводящего состояния и форма регистрируемого сквидом импульса.

В схеме криогенного детектора с использованием сверхпроводящих гранул [1, 2] важно знать эффективность превращения энергии поступательного движения ядра, на котором рассеялась регистрируемая элементарная частица, в тепло, идущее на нагрев крупинки, характерную форму и параметры вырабатываемого сквидом сигнала, изменение магнитного поля, времена прямого и обратного перехода сверхпроводник (s) – нормальный металл (n) и их связь с параметрами гранулы, внешним магнитным полем и энергией отдачи ядра. В связи с этим в данной работе исследован процесс перехода крупинки в нормальное состояние.

При поступательном движении атома с начальной скоростью $v \sim c\sqrt{2E_t/E_n}$ (c – скорость света, E_t – энергия отдачи ядра, E_n – энергия покоя ядра) в кристалле основная доля энергии ($\Delta E \sim E_t \exp(-t/\tau)$, $\tau \sim a/v$, a – межатомное расстояние) будет передаваться соседним атомам, т.е. будет происходить интенсивное возбуждение фононов, и пренебрежимо малая доля энергии будет передаваться квазисвободным электронам $\Delta E_e \sim (m/M_a)^{1/2} E_t \exp(-t/\tau^*)$, что связано с малостью отношения эффективной массы электрона m к массе атома M_a и малым транспортным сечением σ_{ea} рассеяния электрона на атоме по сравнению с сечением рассеяния атома на атоме σ_{aa} в кристалле ($\tau \sim n_a \sigma_{aa} \gg \tau^* \sim n_e \sigma_{ea}$, $\sigma_{aa} \gg \sigma_{ea}$, n_a, n_e – плотность атомов и электронов). Потери на излучение электронейтрального атома определяются отношением $(v/c)^2$ и потому малы.

На расстоянии порядка нескольких межатомных промежутков $\tilde{l} \sim (1-10)a$ а скорость переноса внешнего возмущения сравнивается со скоростью звука c_s и соответствующую область можно рассматривать как область формирования теплового импульса для фононной компоненты. На стадии линейной релаксации диссипация энергии из фононной компоненты определяется частотой столкновений фононов с соответствующими модами квазивозбуждений. Так как при низких температурах $\nu_{pe} \gg \nu_{pp}$ (ν_{pe}, ν_{pp} – частоты столкновений фононов с электронами и фононов с фононами), то основная доля энергии из фононной компоненты идет на нагрев электронного газа и именно этим процессом определяется динамика перехода гранулы в нормальное состояние. Из-за неравномерности нагрева и его колебательного характера возможно постепенное проникновение магнитного поля в сверхпроводник в виде вихрей с соблюдением условия квантования магнитного потока ($\Phi_0 = \pi \hbar c / |e| = 2,7 \cdot 10^{-7}$ Гс·см²). Этому также способствует переход от пиппардовской ситуации к лондоновской при температурах T близких к критической температуре T_c .

Эффективность теплопередачи η оценивается по характерной температуре нагрева электронной компоненты T_e . Эволюция температур фононной (T_p) и электронной (T_e) компонент описывается следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} dT_p/dt &= -(\lambda/\sigma + \nu_{ep})T_p + \nu_{ep}T_e c_e/c_p + q(t)/c_p, \\ dT_e/dt &= \nu_{ep}T_p c_p/c_e - (\tilde{\lambda}/\sigma + \nu_{ep})T_e, \quad T_p(0) = T_e(0) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\lambda, \tilde{\lambda}$ – коэффициенты температуропроводности поверхностного слоя для фононной и электронной

компонент, которые далее приближенно считаются равными $\lambda \approx \tilde{\lambda}$; $q(t)$ — интенсивность источника тепла, действующего в течение характерного времени $t_0 \sim L/c_s$; L — линейный размер гранулы; c_p, c_e — теплоемкости соответственно фоновой и электронной компоненты; σ — площадь поверхности раздела s-n фаз. Учитывая, что температура крупинки в предположении равномерного распределения тепла $1/l$ увеличится на $T_0 = qt_0/(c_p + c_e)$ и полагая характерное время нагрева $t \sim t_0$, для эффективности имеем из (1)

$$\eta = T_e/T_p = (1/2) (1 + c_p/c_e) [(1 - e^{-x_1})/x_1 - (1 - e^{-x_2})/x_2]. \quad (2)$$

Здесь $x_1 = t_0/\tau_1 < x_2 = t_0/\tau_2$; величина η достигает значения $\sim 1/2$ (так как $c_p \propto T^3, c_e \propto T$) лишь при $x_1 \ll 1, x_2 > 1$, или с учетом $\sigma \propto L^2$; $\lambda \propto c_s l/3$ при $L \gg l/3, 2\nu_{ep}L/c_s > 1$. Первое условие выполняется всегда, так как определение l относится к приграничной области гранулы. Выполнение второго условия может быть затруднено, так как ν_{ep} при низких температурах для чистых металлов мало, а L ограничено требованиями чувствительности. Увеличить ν_{ep} можно повышая плотность примесей, либо переходя к сплавам, сверхпроводникам второго рода, а также модифицируя структуры приграничного слоя.

Перепад магнитного поля при переходе гранулы в нормальное состояние с учетом того, что вдали от гранулы магнитное поле имеет напряженность H_0 , можно оценить из энергетических соображений. Имеем

$$\Delta H \approx H_0 (1/(1 - V_{ef}n)^{1/2} - 1) \approx \frac{1}{2} H_0 nV [1 - \frac{1}{aL} (\frac{mc^2}{4\pi n e^2})^{1/2} \frac{H_c(0)}{H_c(T)}],$$

где $V_{ef} \approx V - \sigma\delta$ — эффективный объем крупинки; V — геометрический объем крупинки; $\sigma\delta$ — объем поверхностного слоя, куда проникает магнитное поле; δ — глубина проникновения магнитного поля; n — плотность крупинок в наполнителе; a — геометрический фактор; e — заряд электрона; $H_c(T)$ — критическое поле.

Время восстановления сверхпроводящего состояния T_{res} определяется энергией переданной на нагрев крупинки, пороговой энергией E_{th} для s-n перехода и характерным временем диссипации тепла σ/λ при переходе к термодинамическому равновесию: $T_{res} \approx (\sigma/\lambda) \ln(\eta E_t/E_{th})$; $E_{th} = \delta T(c_p + c_e)$; δT — температура нагрева до точки перехода, что может служить для определения энергии отдачи ядра по времени восстановления сверхпроводящего состояния.

Для исследования характерных временных параметров регистрируемого импульса необходимо учитывать пространственную дисперсию, т.е. использовать описание в рамках линейного уравнения теплопроводности с учетом запаздывания.

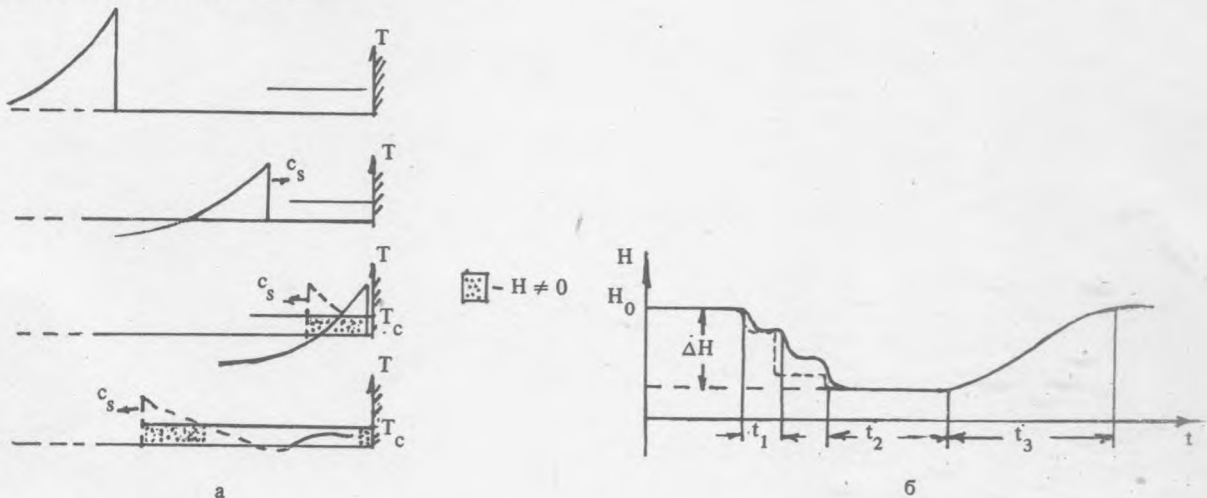


Рис. 1. а) Динамика тепловой волны в грануле; c_s — скорость звука. б) Изменение магнитного поля в процессе s-n перехода, $t_1 \sim L/c_s$; $t_2 \sim \sigma/\lambda \ln(1 + \Delta T/T)$; $t_3 \sim \sigma/\lambda$.

Соответствующая зависимость изменения магнитного поля со временем представлена на рис. 1. Изменение ΔH носит колебательный характер с периодом L/c_s и амплитуда изменения ΔH растет по закону $(1 + ac_s^2/\lambda t)^{1/2}$. При наличии сильных внешних полей и при достаточно больших размерах гранул колебания магнитного поля могут носить более резкий характер (пунктирная линия на рис. 1), что связано с квантованием магнитного потока ($\Delta H \approx \Phi_0/\sigma$) при частичном проникновении магнитного поля в сверхпроводник. Характерная форма регистрируемого импульса может служить для надежного выделения полезных событий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Drukier A. K., Stodolsky L. Phys. Rev., D30, 2296 (1984).
2. Pritzl K. et al. In Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter, eds. K. Pritzl, N. Schintg, L. Stodolsky, Springer-Verlag, 1988.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 26 октября 1989 г.